DIE UNTERSUCHUNG VON IRREGULARITÄTEN IN DER F-SCHICHT DER ÄQUATORIALEN IONOSPHÄRE MIT HILFE DER TRANSÄQUATORIALEN KURZWELLENAUSBREITUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Jürgen Röttger
aus Bremen

Göttingen 1974

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0058

DIE UNTERSUCHUNG VON IRREGULARITÄTEN IN DER F-SCHICHT DER ÄQUATORIALEN IONOSPHÄRE MIT HILFE DER TRANSÄQUATORIALEN KURZWELLENAUSBREITUNG

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Jürgen Röttger
aus Bremen

Göttingen 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent : Prof. Dr. W. Dieminger

Korreferent : Prof. Dr. M. Siebert

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Februar 1974

I N H A L T

Seite

1. EINLEITUNG 1

2. ÄQUATORIALES SPREAD-F UND TRANSÄQUATORIALE AUSBREITUNG 3

2.1. Morphologie des Spread-F 3
2.2. Irregularitäten des äquatorialen Spread-F 5
2.3. Transäquatoriale Ausbreitung 7

3. MESSMETHODEN DER TRANSÄQUATORIALEN KURZWELLENAUSBREITUNG 10

4. CHARAKTERISTISCHE BEOBACHTUNGEN 17

5. STRAHLWEGBERECHNUNG UND POSITIONSBESTIMMUNG 20

5.1. Grundlagen der Strahlwegberechnung 20
5.2. Positionsbestimmung von Seitenreflexionspunkten 27
5.2.1. Verfahren zur Berechnung der Koordinaten eines Seitenreflexionspunktes 29
5.2.2. Zuverlässigkeit der Positionsbestimmung 30
5.2.3. Modellrechnungen 37
5.3. Berechnung der Reflexionskurven 44
5.4. Reduktion der Geschwindigkeitskomponenten 48
5.5. Auswertung von Beobachtungsergebnissen 52

6. MECHANISMUS DER SEITENABLENKUNG BEI TRANSÄQUATORIALER KURZWELLENAUSBREITUNG 62

6.1. Definition von Streuung und Reflexion 62
6.2. Bestimmung von Streu- und Reflexionsquerschnitt 63
6.2.1. Effektiver Streuquerschnitt 65
6.2.2. Effektiver Reflexionsquerschnitt 72

Seite

7. STRUKTUR VON SPREAD-F-IRREGULARITÄTEN 81
(FELDSTÄRKEUNTERSUCHUNGEN)

7.1. Mittlere Feldstärke 81
7.2. Schwankungen der Feldstärkeamplituden (Fading) 84
7.2.1. Häufigkeitsverteilungen 84
7.2.2. Quadratisches Spektrum 97

8. ATMOSPHÄRISCHE SCHWEREWELLEN UND ÄQUATORIALES SPREAD-F 106

8.1. Ausbreitung von atmosphärischen Schwerewellen in der Äquatorzone 107
8.2. Beobachtung von Schwerewellen mit Bodenrückstreumessungen. 114
8.3. Erzeugung von Spread-F-Irregularitäten 117
8.4. Mögliche Ursachen von Schwerewellen in der Äquatorzone 118

9. ZUSAMMENFASSUNG 120

10. LITERATURVERZEICHNIS 123

1. EINLEITUNG

Die ionosphärische Ausbreitung von Radiowellen entlang einer die äquatoriale Zone kreuzenden Übertragungsstrecke wird im allgemeinen transäquatoriale Ausbreitung genannt. Diese Bezeichnung deutet darauf hin, daß die äquatoriale Ionosphäre, die sich über den Breitenbereich von etwa 20° nördlich bis 20° südlich des magnetischen Äquators erstreckt, die Radiowellenausbreitung wesentlich beeinflußt. Dieser Einfluß erfolgt einerseits durch die äquatoriale Anomalie der F-Schicht, die durch einen Elektronendichteanstieg nördlich und südlich des magnetischen Äquators gekennzeichnet ist, andererseits durch das äquatoriale Spread-F, d.h. das Auftreten von Elektronendichteirregularitäten in der F-Schicht. Die Erhöhung der Elektronendichte in der äquatorialen Anomalie und die häufig auftretenden Irregularitäten des äquatorialen Spread-F ermöglichen die transäquatoriale Ausbreitung von Radiowellen bis in den Frequenzbereich um 100 MHz. Aufgrund dieser Ausweitung des Frequenzbandes, das zur Übertragung von Nachrichten benutzt werden kann, und der Beeinflussung der Nachrichtenübertragungsgüte durch Irregularitäten des äquatorialen Spread-F wird der Untersuchung der transäquatorialen Ausbreitung seit längerem besondere Bedeutung beigemessen.

Durch ausgedehnte Untersuchungen konnten im Laufe der letzten zehn bis fünfzehn Jahre verschiedene Effekte der transäquatorialen Ausbreitung gedeutet werden. Die aus einer phänomenologischen Beschreibung abgeleiteten Ergebnisse beziehen sich im wesentlichen auf die Untersuchung der Einflüsse der äquatorialen Ionosphäre auf die Wellenausbreitung. Aus dieser Betrachtungsweise, die bisher weitgehend Anwendung gefunden hatte, ist als Umkehrung die konsequente Frage zu stellen, welche Informationen über den physikalischen Zustand der äquatorialen Ionosphäre aus der Beobachtung der transäquatorialen Ausbreitung zu gewinnen sind. Dabei ist vor allem die Frage zu klären, in welcher Weise die transäquatoriale Ausbreitung neben den bisher verwendeten direkten Methoden zur Untersuchung der äquatorialen Ionosphäre und des äquatorialen Spread-F zusätzliche Informationen liefern kann.

Ausgehend von der transäquatorialen Kurzwellenausbreitung zwischen Lindau/Harz und Tsumeb/Südwestafrika wird in dieser Arbeit die Methode beschrieben, das äquatoriale Spread-F mit Hilfe einer Fernmessung über Distanzen von mehreren 1000 km zu untersuchen. Da elektromagnetische Wellen an Irregularitäten des äquatorialen Spread-F gestreut und reflektiert werden, sind mit Hilfe einer bistatischen Radarmessung, deren Prinzip in dieser Arbeit eingehend

dargestellt wird, einzelne Irregularitätengruppen zu orten. Aussagen über die Zuverlässigkeit dieser Fernbeobachtung können rechnerisch mit einer auf der Monte-Carlo-Methode aufbauenden statistisch-numerischen Simulation der Wellenausbreitung erhalten werden. Aus den Beobachtungsergebnissen lassen sich mit Hilfe des hier vorgestellten Verfahrens Angaben über die großräumige Struktur und die zeitlichen Veränderungen von Irregularitätenformationen ableiten. Die nähere Untersuchung des Streu- und Reflexionsmechanismus' gibt weiterhin Aufschlüsse über die Feinstruktur sowie Hinweise über die Erhaltungszeit von Ionisationsirregularitäten.

Der wesentliche Vorteil der hier angewendeten Methode des bistatischen Kurzwellenradars auf einer transäquatorialen Strecke ist darin zu finden, daß gleichzeitig Spread-F-Irregularitäten in einem bis zu 10000 km in West-Ost-Richtung ausgedehnten Bereich der Äquatorzone beobachtet werden können. So wird mit dieser Methode nachgewiesen, daß im äquatorialen Spread-F quasiperiodische Strukturen auftreten. Es zeigt sich, daß diese großräumigen Variationen durch atmosphärische Schwerewellen verursacht werden, die in Folge eines Resonanzeffektes über ein nichtlineares Aufbrechen zur Erzeugung von Spread-F-Irregularitäten beitragen können. Hieraus erwächst eine weitergehende Frage über die Entstehungsursache und den Ausbreitungsmechanismus von atmosphärischen Schwerewellen in der Äquatorzone, der abschließend einige Überlegungen gewidmet sein sollen.

2. ÄQUATORIALES SPREAD-F UND TRANSÄQUATORIALE AUSBREITUNG

2.1. Morphologie des Spread-F

Die Bezeichnung Spread-F hat ihren Ursprung in der Erscheinungsform von typischen Strukturen auf Senkrechtlotungsionogrammen, die ein Aufspalten ("spread") der ungestörten Echospuren aus der F-Schicht in viele, z.T. diffuse Teilspuren zeigen (CLEMESHA und WRIGHT, 1966). Es wird grundsätzlich unterschieden zwischen Spread-F der polaren, der mittleren und der äquatorialen Breiten (ELKINS, 1970). Das polare Spread-F tritt im wesentlichen an magnetisch unruhigen Tagen auf. Im Gegensatz dazu zeigt das äquatoriale Spread-F, das auf die Breiten von etwa 20° nördlich bis 20° südlich vom magnetischen Äquator beschränkt ist und mit sehr wenigen Ausnahmen nur in den Nachtstunden auftritt, eine eindeutig negative Korrelation zum magnetischen K-Index (CLEMESHA et al., 1966).

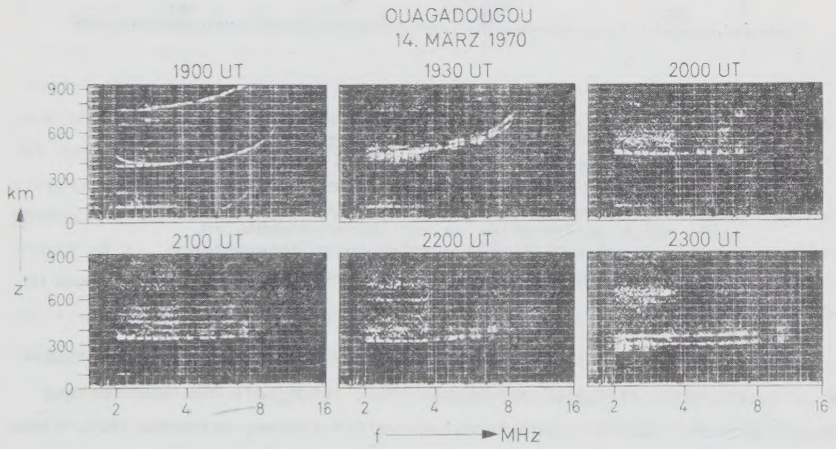


Abb. 1 Charakteristische Erscheinungsformen des äquatorialen Spread-F auf Senkrechtlotungsionogrammen der Station Ouagadougou/Obervolta (Westafrika).

Das äquatoriale Spread-F wird in zwei unterschiedlichen Formen beobachtet, dem sogenannten "range-spread-F" und dem "frequency-spread-F" (BOWMAN, 1960; LYON, SKINNER und WRIGHT, 1961; CLEMESHA et al., 1966; DAVIS, 1972). Uns interessiert im folgenden nur das Range-Spread-F, das charakteristisch ist für die

Stunden zwischen Sonnenuntergang und Mitternacht (LYON, SKINNER und WRIGHT, 1960). Diese Erscheinungsform des äquatorialen Spread-F zeigt ein Häufigkeitsmaximum während der Äquinoktien und tritt besonders häufig zur Zeit des Sonnenfleckenmaximums auf (SKINNER und KELLEHER, 1971; DAVIS, 1972).

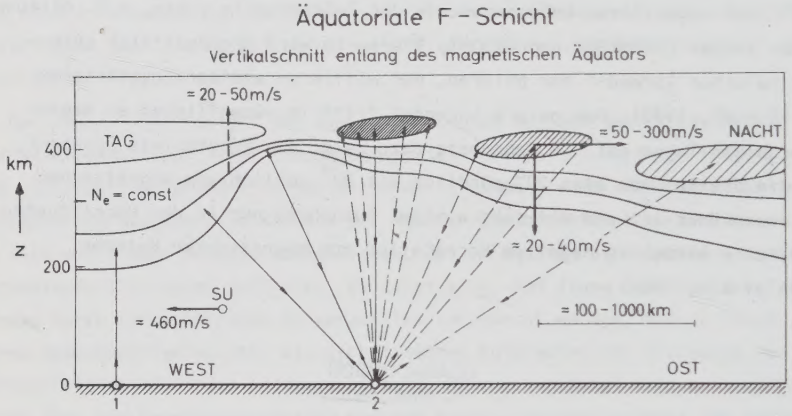


Abb. 2 Äquatoriale F-Schicht (schematische Darstellung). Vertikalschnitt entlang des magnetischen Äquators. Von Punkt 1 ausgehend ist der normale Strahlverlauf bei Senkrechtlotung vor Sonnenuntergang (SU) angegeben. Nach Sonnenuntergang (Punkt 2) treten Schrägechos durch Seitenreflexion und Seitenstreuung an schrägliegenden Schichten und Irregularitätenwolken auf, die sich mit den angegebenen Geschwindigkeiten horizontal und vertikal bewegen.

In Abbildung 1 ist eine Folge von Ionogrammen der Station Ouagadougou/Obervolta im äquatorialen Afrika wiedergegeben (GRI, 1970), die das Hauptmerkmal des Range-Spread-F, nämlich das Aufspalten der Echospuren, erkennen läßt. Diese Ionogrammfolge kann recht gut verstanden werden, wenn der zeitliche Ablauf der Spread-F-Erscheinung betrachtet wird (Abb. 2). Vor Sonnenuntergang (1900 UT in Abb. 1) ist die F-Schicht normal ausgebildet. Bei Sonnenuntergang in F-Schicht-Höhe (1930 UT) treten neben normalen Senkrechtechos Schrägechos an horizontalen Gradienten der Elektronenkonzentration auf, die durch ein Ansteigen der Schicht entstehen. Der Schichtanstieg ist mit einer starken Abnahme der Schichtdicke verbunden. Erreicht die Schicht eine bestimmte Höhe, bilden sich Elektronendichte-

irregularitäten aus (FARLEY, BALSLEY, WOODMAN und McCLURE, 1970; SKINNER et al., 1971). Wie aus Beobachtungen mit mehreren Ionosonden (KNECHT, 1960), Messungen der Dopplerverschiebung (CLEMESHA, 1964; DAVIES und BARGHAUSEN, 1966; DAVIES und CHANG, 1968) und Radar-Backscattermessungen (CLEMESHA, 1964; KELLEHER und SKINNER, 1971) bekannt ist, wandern diese Irregularitäten nach Osten. Gleichzeitig wird eine Abwärtsbewegung der Schicht und der Irregularitäten beobachtet (CLEMESHA, 1964; FARLEY et al., 1970). Je nach Beobachtungsfrequenz streuen oder reflektieren sogenannte "patches" oder Wolken von Irregularitäten elektromagnetische Wellen (COHEN und BOWLES, 1961; KING, 1970). Irregularitätenwolken, die typisch sind für das äquatoriale Spread-F nach Sonnenuntergang, können mit Hilfe der transäquatorialen Ausbreitung gleichzeitig in einer Zone beobachtet werden, die sich in West-Ost-Richtung über mehrere 1000 km erstreckt (RÖTTGER, 1972a, 1973b). Diese Beobachtungen, die in der vorliegenden Arbeit eingehender behandelt werden, zeigen, daß die Struktur der Irregularitätenwolken quasi-periodisch in West-Ost-Richtung ist.

2.2. Irregularitäten des äquatorialen Spread-F

Unter Irregularitäten sind räumliche und zeitliche Schwankungen der Elektronendichte in der Ionosphäre zu verstehen. Die Untersuchung dieser Elektronendichteirregularitäten erfolgte vor allem mit der indirekten Methode der Wellenausbreitung. Zusammenfassungen und Ergebnisse von Untersuchungen der Irregularitäten des äquatorialen Spread-F sind bei CLEMESHA et al. (1966), HERMAN (1966), COHEN (1967), ELKINS (1970) und FARLEY et al. (1970) zu finden. FARLEY et al. benutzten zu ihren Untersuchungen die Hochleistungsradaranlage (50 MHz) in Jicamarca/Peru. Erst kürzlich sind direkte Methoden zur Bestimmung der Elektronendichteschwankungen durch in-situ-Messungen mit Hilfe des OGO-6-Satelliten (McCLURE, 1973) angewendet worden.

Die indirekten Methoden zur Untersuchung der Irregularitäten basieren im besonderen auf Messungen mit Hilfe von Ionosonden im HF-Bereich (CALVERT und COHEN, 1961; LYON et al., 1961; CALVERT, 1962), Satellitenszintillationen im VHF-Bereich (KOSTER, 1963; AARONS, 1970), Rück- und Vorwärtsstreuung von HF- und VHF-Impulsen (COHEN et al., 1961; CLEMESHA, 1964; FARLEY et al., 1970; KELLEHER et al., 1971), Messungen mit Topside-Soundern (CALVERT und WARNOCK, 1969) sowie Untersuchungen mit Hilfe der transäquatorialen Wellenausbreitung (NIELSON und CROCHET, 1972, RÖTTGER, 1972a,b,c). Obwohl die Definition der Irregularitäten von der angewendeten Beobachtungsmethode abhängt, stimmen die mit unterschiedlichen Methoden erzielten Beobachtungsergebnisse ziemlich gut überein.

Die räumlichen und zeitlichen Schwankungen der Elektronendichte, die hier Irregularitäten genannt werden, sind am besten durch eine zeitliche und eine örtliche Autokorrelationsfunktion zu definieren. Mit Hilfe der von BOOKER und GORDON (1950) eingeführten Autokorrelationsfunktion

$$\rho(r) = \exp(-\frac{r}{l}) \quad (\text{oder: } \rho(r) = \exp(-\frac{1}{2}(\frac{r}{l})^2)) \qquad (1.1)$$

lassen sich die örtlichen statistischen Fluktuationen der Elektronendichte zweckmäßig beschreiben. Durch r sind die Koordinaten eines beliebigen Punktes im irregulären Medium angegeben und l gibt die sogenannte Autokorrelationslänge (auch "scale-size" genannt (COHEN, 1967)) an, die ein anschauliches Maß für die räumliche Erhaltungsneigung einer Elektronendichtefluktuation darstellt. In gleicher Weise kann eine zeitliche Autokorrelationsfunktion definiert werden, die die zeitliche Erhaltungsneigung, d.h. die sogenannte Lebensdauer einer Irregularitätenformation, angibt. Je nach Beobachtungsfrequenz und -methode ergibt sich ein ganzes Spektrum der Autokorrelationslängen und der Erhaltungsneigung von Irregularitäten. Diese Ergebnisse zeigen jedoch alle eine prinzipielle Übereinstimmung in der Beschreibung des äquatorialen Spread-F.

Es erweist sich als günstig, die Spread-F-Irregularitäten nach ihrer räumlichen Verteilung in mindestens drei Klassen einzuteilen. Die Klassifizierung "Small-Scale-Irregularität" besagt, daß die Abmessungen (scale-sizes) in der Größenordnung der Wellenlänge des Beobachtungssignals liegen. "Medium-Scale-Irregularitäten" haben Abmessungen in der Größenordnung der ersten Fresnelzone und "Large-Scale-Irregularitäten" sind viel größer als die erste Fresnelzone (NIELSON et al., 1972). Es zeigt sich, daß die Large-Scale-Irregularitäten meist aus einer Ansammlung von Small-Scale-Irregularitäten bestehen. Die Medium- und Large-Scale-Irregularitäten werden teilweise auch als Irregularitätenwolken bezeichnet.

Da zumindest die Small-Scale-Irregularitäten in Richtung des Erdmagnetfeldes ausgerichtet sind (HERMAN, 1966; COHEN, 1967), sind die Autokorrelationslängen in Erdmagnetfeldrichtung erheblich größer als quer zum Magnetfeld. Hierdurch ergeben sich Vorzugsrichtungen für die Streuung und Reflexion von elektromagnetischen Wellen (Aspektempfindlichkeit). Wegen der Anisotropie der Irregularitäten kann ein beträchtlicher Energieanteil in eine bestimmte Raumrichtung gestreut werden. Auf tiefen Frequenzen kann bei entsprechend starken Gradienten der Elektronendichte auch Totalreflexion auftreten. Man spricht von einem überdichten Medium (KELSO, 1964), wenn die Plasmafrequenz f_N in den Irregularitäten größer

ist als die Beobachtungsfrequenz f. Für den Fall $f_N \ll f$ ist das Medium unterdicht. Über die Schwankungen der Elektronendichte in den Irregularitäten existieren im wesentlichen nur Abschätzungen, deren Wertebereich sich von einigen Promille bis zu mehreren zehn Prozent erstreckt. Bei den umfassenden Untersuchungen von FARLEY et al. (1970) wird sogar nur von starken und schwachen Irregularitäten gesprochen.

Die Theorien über die Erzeugungsmechanismen von Irregularitäten des äquatorialen Spread-F überspannen ein sehr weites Gebiet. Keine der vorhandenen Theorien erklärt alle Besonderheiten des Spread-F (COLE, 1973). Es ist zumindest nicht auszuschließen, daß sehr unterschiedliche Plasmainstabilitäten wirksam werden können (FARLEY et al., 1970). Eine wesentliche Frage, der bisher wenig Beachtung geschenkt wurde, stellt sich bei Energiebetrachtungen. Nach COLE (1973) ist zur Erzeugung von Spread-F-Irregularitäten beträchtliche Energie notwendig, die nur von der neutralen Atmosphäre, evtl. in Form von Schwerewellen, an die Ionosphäre abgegeben werden kann.

2.3. Transäquatoriale Ausbreitung

Eine umfassende Zusammenstellung der bisherigen Untersuchungen der transäquatorialen Ausbreitung ist von NIELSON (1968) und NIELSON et al. (1972) veröffentlicht worden. NIELSON (1969) hat außerdem im Pazifik eingehende Beobachtungen der Ausbreitung im VHF-Bereich vorgenommen. Die transäquatoriale Ausbreitung von Kurzwellen wurde im wesentlichen von DAVIES et al. (1966) in Afrika und von LOMAX (1966) im Pazifik untersucht. CROCHET und BROCHE (1968) haben weiterhin Übertragungen zwischen Frankreich und Tahiti durchgeführt, während FYFE (1969) die Phänomenologie der Übertragung von Japan nach Australien beschrieben hat. Einige weitere Experimente zwischen Europa und Südafrika wurden von RÖTTGER (1971a, 1972a,b,c), CROCHET (1972) und CARMAN und HEERAN (1973) ausgeführt.

Aus den vorliegenden Ergebnissen kann phänomenologisch angegeben werden, welche charakteristischen Einflüsse das äquatoriale Spread-F auf die transäquatoriale Ausbreitung hat: Man beobachtet starkes Flatterfading (schnelle Amplitudenschwankungen) und Dopplerverschiebungen durch Bewegungen von Elektronendichteirregularitäten, Laufzeitverzögerungen und Großkreisabweichungen durch Seitenstreuung und -reflexion an Spread-F-Irregularitäten sowie Erhöhungen der Übertragungsfrequenz.

Die Frage nach der Ursache dieser Erscheinungen führt direkt auf weiter-

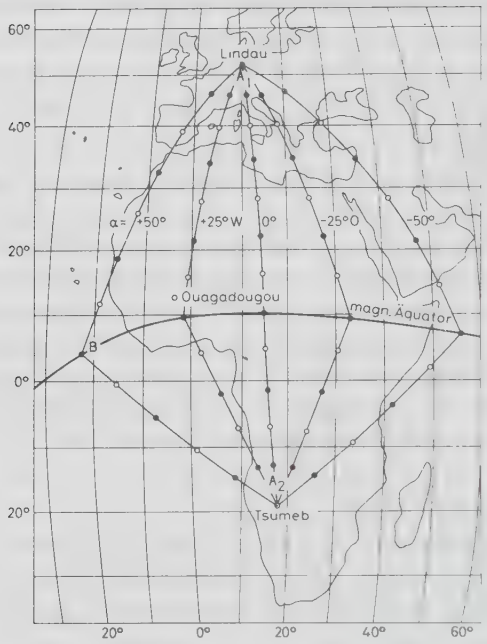


Abb. 3 Transäquatoriale Strecke Lindau - Tsumeb.
Großkreisabweichungen durch äquatoriales Spread-F.
——●—— Reflexion in der Ionosphäre,
——○—— Reflexion an der Erdoberfläche.

gehende Untersuchungen über physikalische Kenngrößen des äquatorialen Spread-F, die in der vorliegenden Arbeit im Vordergrund stehen. Durch Messung des Azimutwinkels und der Laufzeit von Seitenwegen kann die Position von Spread-F-Irregularitäten abgeleitet werden (bistatisches Radar). Seitenwege oder Nichtgroßkreiswege sind Ausbreitungswege außerhalb der Großkreisebene zwischen Sender und Empfänger, die durch Seitenreflexion an Spread-F-Irregularitäten entstehen (s. Abb. 3). Aus der Variation der Position sind Bewegungen von Medium-Scale- und Large-Scale-Irregularitäten zu ermitteln. Verteilungen der Feldstärkeamplituden von Seitenwegen geben Aufschluß über die Aspektempfindlichkeit sowie die räumlichen Elektronendichteschwankungen in Small-Scale-Irregularitäten, während

Amplitudenschwankungen auf zeitliche Variationen der Elektronendichte schließen lassen. Die Frequenzabhängigkeit von Seitenwegen gibt Hinweise auf den Entstehungsmechanismus von Irregularitäten.

Ein wesentlicher Vorteil der Untersuchung von Großkreisabweichungen bei der transäquatorialen Kurzwellenausbreitung ist zweifellos in der Tatsache zu finden, daß gleichzeitig ein sich über mehrere 1000 km erstreckender Breitenbereich in der Äquatorzone zu beobachten ist. Die räumliche Verfolgung einer Irregularitätenwolke, die bei direkten Beobachtungen innerhalb der Äquatorzone nur in einem begrenzten Bereich erfolgen kann (HERMAN, 1966), ist bei der transäquatorialen Ausbreitung ohne wesentliche Einschränkungen gewährleistet. Mit Hilfe dieser Beobachtungsmethode konnte erstmals nachgewiesen werden, daß die großräumige Struktur des äquatorialen Spread-F wellenförmige Variationen zeigt, die mit großer Wahrscheinlichkeit durch atmosphärische Schwerewellen verursacht werden (RÖTTGER, 1972b).

3. MESSMETHODEN DER TRANSÄQUATORIALEN KURZWELLENAUSBREITUNG

Die Untersuchungen des äquatorialen Spread-F wurden auf der transäquatorialen Strecke zwischen Lindau (φ = 51°39' N, λ = 10°07' O) und Tsumeb (φ = 19°14' S, λ = 17°43' O) durchgeführt. Diese Strecke hat eine Länge von 7915 km und kreuzt die Äquatorzone, die in Abbildung 3 durch den magnetischen Äquator gekennzeichnet ist, etwa unter rechtem Winkel. Die Streckenendpunkte Lindau (Inklination = 67°) und Tsumeb (Inklination = -57,5°) liegen außerhalb der Äquatorzone.

Während verschiedener Meßperioden von 1969 bis 1972 fanden mehrere Untersuchungsmethoden Anwendung. Die klassische Methode der Kurzwellenimpulsübertragung (DIEMINGER, GEISWEID und MÖLLER, 1955), die sich in Ferndurchdrehbetrieb (FDD) und Festwellenbetrieb (FW) aufteilt, wurde für spezielle Fälle variiert und ergänzt.

1. Zur Untersuchung der Frequenzabhängigkeit von Nichtgroßkreiswegen wurde eine Impulsübertragung mit variabler Frequenz im Bereich 4,0 - 45,2 MHz verwendet. Die Abstrahlung erfolgte in Lindau unter dem Azimutwinkel α = 30° W (s. Abb. 3). Die Impulsspitzenleistung war 100 kW und auf der Sende- und Empfangsseite wurden horizontale bzw. vertikale Rhombusantennen benutzt. Diese Methode wird hier mit FDD bezeichnet. Die Meßwerte liegen in Form von FDD-Ionogrammen vor, die die Laufzeit unterschiedlicher Ausbreitungswege als Funktion der Frequenz zeigen. Für die im folgenden behandelten Messungen wurden FDD-Ionogramme in den Frequenzteilbereichen 8,0 - 32,0 MHz bzw. 11,3 - 45,2 MHz (Meßzeit 4 min) erzeugt. Zusätzlich wurden mit dieser Anlage in Tsumeb Bodenrückstreumessungen durchgeführt. Diese Messungen zur Beobachtung von TIDs (= traveling ionospheric disturbances, das sind wandernde Störungen in der Ionosphäre, s. Kap. 8) in der Äquatorzone liefern sogenannte Bodenrückstreu- oder Backscatterionogramme.

2. Bei der Methode des bistatischen Kurzwellenradars wurde zur Messung der Laufzeit t' als Funktion des Azimutwinkels α von Nichtgroßkreiswegen eine zusätzliche Impulsübertragung auf fester Frequenz (14,741 MHz bzw. 18,210 MHz) eingesetzt (hier FW genannt). Die Impulsspitzenleistung betrug 40 kW bzw. 100 kW bei einer Impulswiederholungsfrequenz von 50 Hz (≙ einer Impulsperiode von 20 ms) und einer Impulslänge von 200 µs.

Zur Messung des Azimutwinkels α wurde ein rotierendes Richtantennensystem auf der Sendeseite in Lindau verwendet (s. Abb. 4). Dieses System besteht aus zwei gleichen, vertikal polarisierten 3-element Yagi-Antennen (auf 18,210 MHz wurden zwei Quad-Antennen verwendet), die in parallelen senkrechten Ebenen am

Ende einer horizontalen Achse von 16,5 m Länge montiert sind. Beide Yagi-Antennen, die in dieselbe Richtung senkrecht zur horizontalen Achse strahlen, werden in Gegenphase eingespeist, so daß in Vorwärtsrichtung ein 30 dB tiefes Minimum entsteht. Alle Nebenkeulen des Azimutdiagramms sind mindestens 20 dB schwächer als die beiden Hauptmaxima, die $\pm 30^{\circ}$ neben dem Frontminimum liegen. Dieses Antennensystem rotiert mit 0,32 Umdrehungen pro Minute um eine in der Mitte des horizontalen Antennenträgers liegende vertikale Achse. Der horizontale Antennenträger, d.h. auch der Einspeisepunkt der vertikalen Yagi-Antennen, ist in 11,5 m Höhe über dem Erdboden.

Abb. 4 Richtantennensystem für 14,741 MHz.

Auf der Empfangsseite in Tsumeb wurde eine 10 m hohe 2-element Yagi-Antenne mit einem azimutalen Öffnungswinkel von mehr als 90° verwendet. Das Maximum dieser Antenne zeigt in Großkreisrichtung.

Diese Registriermethode läßt sich an dem in Abbildung 5 wiedergegebenen Beispiel erklären. Die in Tsumeb erhaltene FW-Registrierung zeigt die Laufzeit t' als Funktion des Rotationswinkels α der Sendeantenne. Der Rotationswinkel entspricht direkt dem Azimutwinkel α in Lindau. Dieser Winkel wird von der Großkreisrichtung $\alpha = 0^{\circ}$ aus gemessen. Durch eine kurzzeitige Austastung des Senders Lindau, die eine spezifizierte Richtung der Sendeantenne kenn-

zeichnet (nicht unbedingt $\alpha = 0^{\circ}$), wird der Bezugswert $\alpha = 0^{\circ}$ auf der Registrierung in Tsumeb kenntlich gemacht. Die Azimutabweichung α einer jeden Spur ist durch das Schwärzungsminimum (Peilminimum) gegeben, das durch das Frontminimum des Sendeantennensystems entsteht. Bei 0,32 Umdrehungen pro Minute erhält man etwa alle drei Minuten eine solche Registrierung, so daß zeitliche Variationen der Spuren, die verschiedenen Ausbreitungswegen zuzuordnen sind, beobachtet werden können.

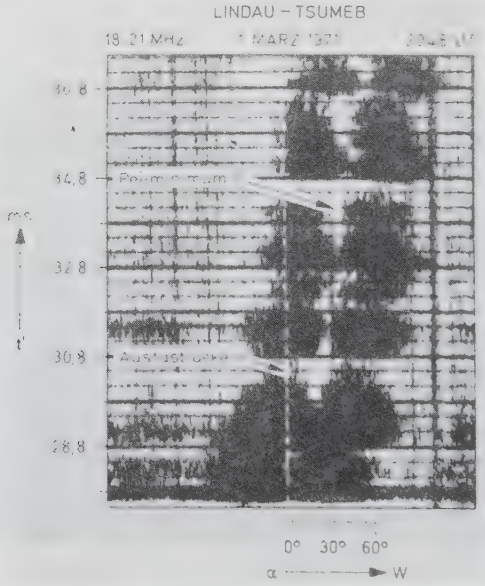


Abb. 5 Festwellenregistrierung.
Messung der Laufzeit t' als Funktion des Azimutwinkels α

Durch eine Hin- und Rückübertragung kann die absolute Laufzeit zwischen Lindau und Tsumeb mit einer Genauigkeit von etwa ±0,05 ms gemessen werden. Bei einem Meßintervall von 10 Minuten und bei Berücksichtigung auch der Seitenmaxima kann der Azimutwinkel mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 1^{\circ}$ angegeben werden.

Die endliche Impulslänge, die für diese Übertragung benutzt wird, verbietet bei der hier verwendeten Methode die Beobachtung von Ausbreitungswegen mit Azimutabweichungen bis zu etwa $\pm 10^{\circ}$. Eine derartige Meßbereichseinschrän-

kung entsteht, weil diese Ausbreitungswege nur eine geringe Laufzeitverzögerung gegenüber den fast immer auftretenden Großkreiswegen zeigen (s. auch Abschn. 5.2.3). Die Impulslänge von 200 µs ist größer als die möglichen Laufzeitverzögerungen dieser Wege, so daß eine Trennung nicht erfolgen kann. Der Bereich $10^{\circ} \geq \alpha \geq -10^{\circ}$, in dem keine eindeutigen Messungen der Großkreisabweichung möglich sind, wird im folgenden mit Großkreisbereich bezeichnet.

Als Meßergebnis dieser Festwellenregistrierung liegt alle drei Minuten für jeden auftretenden Ausbreitungsweg ein Meßwertepaar (t',α) vor.

3. Für die Untersuchung des Reflexionsmechanismus' ist es notwendig, Feldstärkemessungen von Seitenwegen durchzuführen. Zu diesem Zweck wurde die Festwellenübertragung durch ein Analog-Digital-System erweitert, das die Aufzeichnung und Auswertung von HF-Impulsen nach Amplitude und Phase ermöglicht.

3a) Meßgeräte: Die für die normale Festwellenregistrierung eingesetzte Sendeanlage wurde dazu mit einem stabilen Quarzoszillator (Frequenzkonstanz etwa 10^{-8} pro Tag) versehen. Auf der Empfangsseite mußten neben der selbstverständlichen Umrüstung auf Quarzoszillatoren zur Erzeugung der zu registrierenden Zwischenfrequenzen zusätzliche Vorkehrungen getroffen werden. Es soll im folgenden nur die Aufzeichnung und Auswertung der Impulsamplituden besonders behandelt werden, die zur Bestimmung der mittleren Feldstärke und des Spektrums der Amplitudenschwankungen herangezogen wurden.

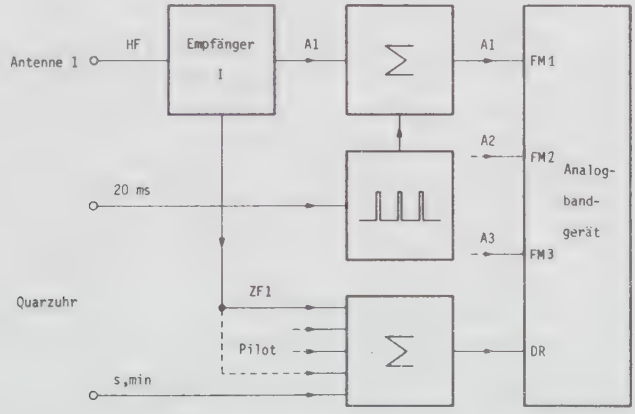


Abb. 6 Blockschaltbild der Amplitudenregistrierung.

Das in Abbildung 6 dargestellte Blockschaltbild zeigt das Prinzip der Amplitudenregistrierung. Vom Impulsempfänger wird das verstärkte und gleichgerichtete HF-Signal A1 nach Addition mit dem 20 ms-Referenzsignal einem FM-Kanal eines Analog-Bandgerätes (Philips Technisches Magnetbandgerät Analog 7) zugeführt. In gleicher Weise werden über zwei weitere FM-Kanäle (FM2 und FM3) die über zwei zusätzliche Antennen empfangenen Signale A2 und A3 gespeichert. Weiterhin werden auf einem Direktkanal (DR) neben der Zeitkennung (s, min) und einem Pilotton die in den Übertragungsbereich (0,25 - 50 kHz) dieses Kanals heruntergemischten Zwischenfrequenzen registriert (Messung der ZF-Phase). Die gleichzeitige Registrierung der Amplituden A1, A2 und A3 auf getrennten FM-Kanälen wird durchgeführt, um einen möglichst großen Dynamikbereich (> 40 dB) sicherzustellen. Die Bandbreite dieser Kanäle liegt bei einer Magnetbandgeschwindigkeit von 15 inch/s zwischen 0 kHz und 3 kHz.

3b) Analog-Digital-Wandlung und Datenspeicherung: Nach dieser in Tsumeb durchgeführten Registrierung ist die Auswertung der Analogbänder über eine Analog-Digital-Wandlung in einem Digitalrechner möglich. Das Prinzip dieser A-D-Wandlung mit anschließender Eingabe in den Siemens-Rechner 305 in Lindau zeigt das Blockdiagramm der Abbildung 7. Auch hier soll nur die Amplitudenregistrierung eines Signals in Betracht gezogen werden.

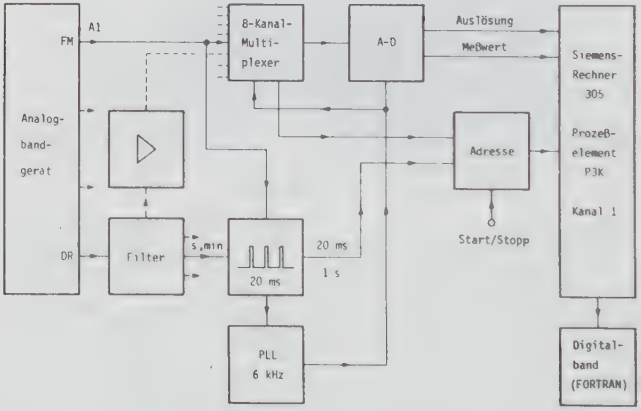


Abb. 7 Blockschaltbild der Analog-Digital-Wandlung (Amplitudenauswertung).

Vom FM-Kanal wird das Signal A1 über einen Multiplexer, der in diesem Fall fest auf einen der acht möglichen Kanäle geschaltet ist, dem A-D-Wandler zugeführt. Die Stellung des Multiplexers wird über ein Adressenregister (4 bit) in die Rechenanlage übergeben. Zusätzlich liegt eine spezielle Adresse zur Kennzeichnung der Zeitmarken 20 ms und 1 s sowie eine weitere Adressenkennung für Start und Stopp des Programmablaufs an. Die Multiplexerumschaltung und A-D-Wandlung werden von einem 6 kHz-Impuls gesteuert, der über ein Phase-Lock-Loop-System (PLL) aus dem 20 ms-Referenzimpuls (50 Hz) erzeugt wird. Entsprechend der Meßwertabtastfrequenz 6 kHz erfolgt die Meßwertabfrage nach jeweils 166,7 µs. Die eigentliche Meßzeit beträgt nur 1 µs. Bei der Festlegung des Multiplexers auf einen Kanal, über den das Signal A1 mit 3 kHz Bandbreite anliegt, ist nach dem Abtasttheorem bei einer Abtastfrequenz 6 kHz die eindeutige Darstellung der Zeitfunktion des Signals A1 gewährleistet. Nach Bereitstellung des in 8 bit vorliegenden digitalen Meßwertes wird vom A-D-Wandler ein Auslösesignal zur Meßwertübernahme an den Rechner gegeben. Der digitalen Darstellung des Signals in 8 bit entspricht eine Meßunsicherheit von 0,4 %, die dem gegebenen Problem angepaßt ist.

Die Übernahme der Meßdaten und Adressen in den Rechner erfolgt mit Hilfe eines PROSA-Programms, das die Daten FORTRAN-kompatibel auf Digitalband schreibt. Die weitere Datenverarbeitung kann dann in FORTRAN durchgeführt werden. Da jeweils ein Datenblock (record) von 1020 rechnerinternen Worten, die abwechselnd die Adressenkennung und den Meßwert enthalten, auf Band geschrieben wird, ist eine Datenumschreibung und -komprimierung notwendig. Dazu werden Datensätze gebildet, die sich auf die Referenzadresse 20 ms (≙ Impulsperiode) beziehen. Ein Datensatz enthält dann 120 Meßwerte (Meßwertfolge: 166,7 µs), wobei der erste Meßwert der relativen Laufzeit 0 ms entspricht. Jeweils 25 Sätze zu 120 Meßwerten werden zu einem neuen Datenblock (record) zusammengefaßt. Durch Komprimierung von zwei Meßwerten zu einem Wort mit sechs Dezimalen und Kennzeichnung der Adresse im Vorzeichen und in der siebten Dezimalstelle kann eine möglichst dichte Datenbelegung des Digitalbandes mit Hilfe des FORTRAN-Programms erfolgen. Jeweils 20 Datenblöcke sind durch einen Datenabschnitt (file) gekennzeichnet, der einem Meßintervall von 10 s entspricht. Mit Hilfe dieser Datenvorverarbeitung, die ein eindeutiges Auffinden eines jeden Meßwerts gewährleistet, kann ein Meßzeitintervall von 10 min, das $3{,}6 \cdot 10^6$ Meßwerte enthält, auf einem Digitalband gespeichert werden.

3c) Eichung: Die aus der A-D-Wandlung anfallenden Meßwerte, die einen bestimmten Pegel der Empfängerausgangsspannung angeben, müssen entsprechend

der Verstärkungscharakteristik des Empfängers auf die Empfängereingangsspannung (HF) umgerechnet werden. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß die Impulssignale bei Großkreisabweichung aus einem breiten Azimutwinkelbereich (s. Abb. 3) einfallen, die azimutale Charakteristik der Sende- und Empfangsantenne also ebenfalls Berücksichtigung finden muß.

Die Verstärkungskennlinie des Empfängers kann vor jeder Meßreihe mit Hilfe eines geeichten Meßsenders bestimmt werden. Die Empfängereingangsspannung wird dazu in 10 dB-Schritten variiert und die entsprechende Ausgangsspannung wie das Impulssignal auf Band gespeichert und digital verarbeitet. Die 10 dB-Stützpunkte der Eichkurve können durch eine Fourierreihe beschrieben werden, aus der dann eindeutig auch alle notwendigen Zwischenpunkte zu interpolieren sind. Da nur ein begrenzter Meßwertebereich (maximal 256 unterschiedliche Werte) möglich ist, erscheint es angebracht, nicht jeden einzelnen Meßwert nach der Fouriersynthese umzurechnen, sondern allein Eichkoeffizientenpaare zu berechnen, die jeden möglichen Meßwert und den zugehörigen Eingangsspannungswert enthalten. Die Anordnung dieser Koeffizienten erfolgt zweckmäßigerweise in einer Koeffizientenmatrix, d.h. Speicheradresse und Speicherplatz. Die Speicheradresse (1 bis 256) enthält auf dem Speicherplatz den Eingangsspannungswert. Die Eichung kann dann einfach erfolgen, indem der Meßwert als Adresse angesehen wird und durch den entsprechenden Speicherinhalt ersetzt wird. Dieses Verfahren erweist sich als außerordentlich rechenzeitgünstig.

Zur Berücksichtigung der Antennendiagramme für die Eichung der Eingangsspannungswerte sind weitergehende Messungen notwendig. Nach den in Kapitel 5 angegebenen Untersuchungen ist aus der Messung der Laufzeit näherungsweise eine Angabe des Azimutwinkels α möglich, so daß bei bekanntem Antennendiagramm die Impulsamplitude je nach gemessener Laufzeit korrigiert werden kann. Die Diagramme der Antennen in Lindau und Tsumeb wurden durch Messungen bei Vergleichen mit Rechnungen erhalten. In Tsumeb wurde neben dem Horizontaldiagramm auch das Vertikaldiagramm durch eine Flugzeugmessung bestimmt. Eine nähere Beschreibung dieses Meßverfahrens ist in einem internen Bericht (BEIGANG und RÖTTGER, 1969) über Messungen der Horizontal- und Vertikalcharakteristik von Yagi-Antennen enthalten.

Die nach der angegebenen Methode geeichten Meßwerte stellen die Empfängereingangsspannung, d.h. die Antennenspannung, dar. Diese vorverarbeiteten Werte können direkt vom Digitalband gelesen werden und für beliebige Laufzeitintervalle zur Bestimmung der mittleren Empfangsleistung, der Amplitudenhäufigkeitsverteilung oder des quadratischen Spektrums der Fadingamplituden herangezogen werden.

4. CHARAKTERISTISCHE BEOBACHTUNGEN

Die Beobachtungsjahre 1969 - 1972 liegen auf dem absteigenden Ast des Sonnenfleckenzyklus', so daß die Möglichkeiten zur Beobachtung des äquatorialen Spread-F relativ günstig waren. Die speziellen Beobachtungsperioden wurden zu Zeiten des jährlichen Häufigkeitsmaximums in die März-Äquinoktien gelegt. Von einer rein morphologischen Untersuchung der transäquatorialen Ausbreitung (z.B. Jahresgang des Spread-F-Einflusses, Korrelation zur Magnetik usw.) wurde abgesehen, da die Morphologie des äquatorialen Spread-F aus direkten Messungen in der Äquatorzone hinreichend bekannt ist (s. Abschn. 2.1). Zum anderen konnte an Hand von Stichproben eine sehr enge Korrelation zwischen direkten Methoden und der transäquatorialen Ausbreitung nachgewiesen werden (KELLEHER und RÖTTGER, 1973).

Die wesentlichen Merkmale der transäquatorialen Ausbreitung, die in den Abendstunden eindeutig vom äquatorialen Spread-F geprägt sind, können an Hand von Abbildung 8 geschildert werden. Dieses Diagramm gibt einen typischen zeitlichen Verlauf von Signalspuren wieder, die durch Großkreisabweichungen auf der transäquatorialen Strecke Lindau - Tsumeb zu beobachten sind. Besonders häufig werden diese Seitenwege während der Äquinoktien ab 16 - 17 UT beobachtet. Sie tauchen östlich des Großkreises auf und später, etwa ab 19 - 20 UT, treten Seitenwege westlich des Großkreises auf, während die Wege östlich des Großkreises verschwinden. Diese Beobachtung weist darauf hin, daß der Einsatz der Großkreisabweichungen, ebenso wie der Einsatz des äquatorialen Spread-F, mit dem Sonnenuntergang in der Äquatorzone gekoppelt ist.

Der hier dargestellte Effekt der Seitenabweichung bei transäquatorialer Ausbreitung ist durch zwei unterschiedliche Typen von Ausbreitungswegen gekennzeichnet. Neben einem kontinuierlichen Hintergrund von diffusen Echospuren, der sehr oft östlich des Großkreises beobachtet wird, treten besonders häufig im Westen diskrete Spuren auf. Es soll im folgenden mit Hilfe von Modellrechnungen und Vergleichen mit Feldstärkemessungen geprüft werden, wie der Reflexions- oder Streumechanismus zu beschreiben ist, der zu diesen Ausbreitungswegen führt. Weiterhin versuchen wir, die Frage zu klären, welche Aussagen über die Elektronendichteirregularitäten des äquatorialen Spread-F aus diesen Beobachtungen entnommen werden können.

Es ist häufig festzustellen, daß unterschiedliche diskrete Spuren zu fast gleicher Zeit an unterschiedlichen Positionen entstehen, wie es z.B. ab 2030 UT in Abbildung 8 zu erkennen ist. Oftmals ist zwischen benachbarten Spuren kein

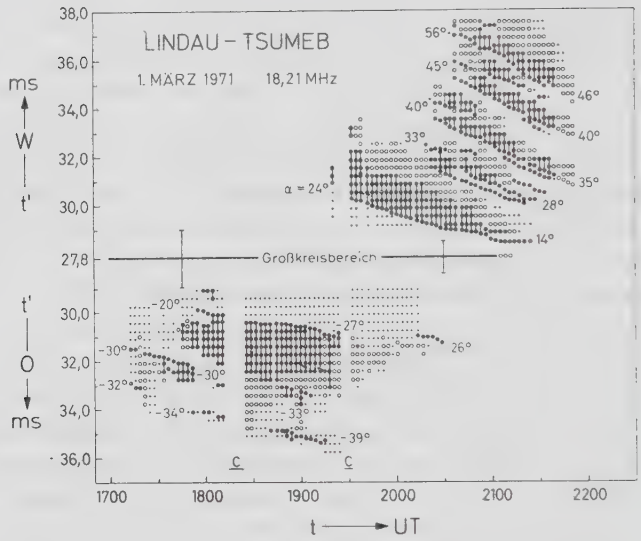


Abb. 8 Großkreisabweichungen (Seitenwege) beobachtet zwischen Lindau und Tsumeb.
❙ diskrete Echospur,
∘ diffuse oder gestreute Echospur,
· diffuser Streuhintergrund,
C Geräteausfall.

Hintergrund von diffusen Spuren zu beobachten. Daraus folgt, daß in gewissen Gebieten Irregularitäten existieren, in anderen jedoch nicht. Wie diese Abbildung weiterhin zeigt, treten die Spuren in periodischen Abständen auf. Wir versuchen im folgenden, diese Beobachtungen weiter zu spezifizieren und eine Erklärung für diese Periodizitäten zu finden.

Eine weitere charakteristische Erscheinung ist die Laufzeitvariation der Seitenwege, die für östliche Abweichungen positiv, für westliche Abweichungen dagegen negativ ist. Zugleich stellen wir fest, daß sowohl im Osten als auch im Westen eine Verschiebung des Azimutwinkels in östliche Richtung auftritt. Diese Beobachtung deutet auf eine ostwärts gerichtete Geschwindigkeit der seitenreflektierenden Irregularitäten hin. Wir wollen den Versuch unternehmen, aus den Beobachtungsdaten auf die Geschwindigkeit dieser Irregularitäten zu schließen. Dabei wird sich zeigen, daß es sowohl eine ostwärts gerichtete

Komponente als auch eine abwärts gerichtete Komponente der Geschwindigkeit gibt.

Die beobachteten Geschwindigkeiten und Periodizitäten lassen auf einen ostwärts laufenden Wellenzug in der Äquatorzone schließen. Aus der Berechnung der Position von Irregularitäten, die an Hand der Laufzeit und des Azimutwinkels erfolgen kann, ist die Wellenlänge solcher quasi-periodischen Erscheinungen zu bestimmen. Da sich zeigen wird, daß die Geschwindigkeiten und Wellenlängen sowie eine zusätzlich aus den Beobachtungen abzuleitende Schräglage von Irregularitäten auf atmosphärische Schwerewellen in der Äquatorzone hindeuten, soll dieser Fragestellung abschließend besondere Bedeutung beigemessen werden. Wir wollen versuchen, weitere Argumente für die Existenz von atmosphärischen Schwerewellen in der Äquatorzone anzugeben und einen Bezug zwischen Schwerewellen und der Struktur des äquatorialen Spread-F zu finden.

5. STRAHLWEGBERECHNUNG UND POSITIONSBESTIMMUNG

Soll die äquatoriale Ionosphäre mit Hilfe der transäquatorialen Ausbreitung untersucht werden, ist zu berücksichtigen, daß die Äquatorzone von Lindau und Tsumeb aus nur durch Zwischenreflexionen an der Ionosphäre erreicht werden kann. Wir müssen daher Angaben über die Ausbreitungswege außerhalb der Äquatorzone machen können. Dazu ist es notwendig, eine Strahlweg- oder Ausbreitungswegberechnung unter besonderer Berücksichtigung der transäquatorialen Ausbreitung mit Großkreisabweichung durchzuführen. Hierauf aufbauend, wird in diesem Kapitel eine Methode angegeben, die es gestattet, Aussagen über einige Parameter des äquatorialen Spread-F abzuleiten.

5.1. Grundlagen der Strahlwegberechnung

Die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen durch ein Medium mit dem Brechungsindex n wird durch das Fermatsche Prinzip beschrieben, wenn die Variation von n innerhalb der Strecke einer Wellenlänge klein ist. Hier gelten die Gesetze der Strahlenoptik. Von HASELGROVE (1954) ist für den Fall der Ausbreitung durch die Ionosphäre gezeigt worden, daß die Anwendung des Hamiltonschen Formalismus' auf Differentialgleichungen des Fermatschen Prinzips führt, die zweckmäßig in einem sphärischen Koordinatensystem angegeben werden.

Der Brechungsindex n ist in der Ionosphäre durch die Appleton-Hartree-Formel (BUDDEN, 1961) definiert. Für die folgenden Untersuchungen kann die Abhängigkeit des Brechungsindexes von der Richtung der Wellenausbreitung gegen die Erdmagnetfeldrichtung vernachlässigt werden. Weiterhin ist die durch die Elektronenstöße bewirkte Absorption klein, wenn die Wellenausbreitung in der Nachtionosphäre erfolgt (Verschwinden der D-Schicht-Ionisation). Für den Brechungsindex ergibt sich dann die einfache Form

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{f_N}{f}\right)^2} \,. \tag{5.1}$$

Hier stellt f_N die Plasmafrequenz an einem beliebigen Ort in der Ionosphäre dar und f gibt die Beobachtungsfrequenz an. Die Plasmafrequenz ist entsprechend

$$f_N = c\sqrt{\frac{N_e\, r_e}{\pi}} \tag{5.2}$$

ein direktes Maß für die Elektronenkonzentration N_e. In (5.2) ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und $r_e = 2{,}8178 \cdot 10^{-15}$ m der klassische Radius des Elektrons.

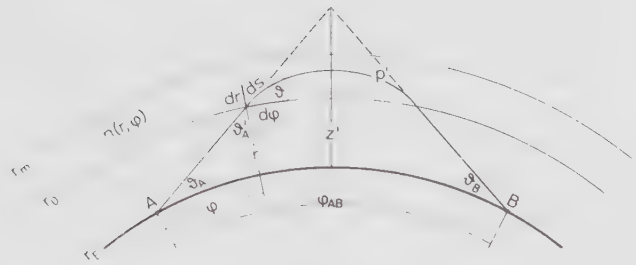


Abb. 9 Geometrie zur Strahlwegberechnung zwischen den Punkten A und B.

Für die folgenden Rechnungen soll weiterhin angenommen werden, daß die Strahlausbreitung in einer Ebene erfolgt (zweidimensionale Ausbreitung). Ein beliebiger Punkt auf dem Strahlweg ist durch die Polarkoordinaten r und φ gegeben (s. Abb. 9). Die Differentialgleichungen des Strahlweges (HASELGROVE, 1954) lauten dann

$$\frac{dr}{ds} = \sin \vartheta,$$

$$\frac{d\varphi}{ds} = \frac{\cos \vartheta}{r}, \qquad (5.3)$$

$$\frac{d\vartheta}{ds} = \frac{1}{rn} \left(\frac{\partial n}{\partial \varphi} \sin \vartheta - \left(r \frac{\partial n}{\partial r} + n\right) \cos \vartheta\right).$$

Das Wegelement auf dem Strahlweg ist ds und $\vartheta' = 90^{o} - \vartheta$ ist der Winkel zwischen dem Radiusvektor r und der Strahlausbreitungsrichtung. Der Gruppenlaufweg p' ist gegeben durch

$$\frac{dp'}{ds} = \frac{1}{n}. \qquad (5.4)$$

Die Strahlwegparameter r, φ, ϑ und p' lassen sich aus den Gleichungen (5.3) und (5.4) nach dem Runge-Kutta-Verfahren numerisch berechnen. Durch die endliche Schrittweite bei der numerischen Integration können für steile Einfallswinkel ($\vartheta'_A \to 0^{o}$) und $f = f_N$ in der Nähe des Strahlwegscheitelpunktes jedoch Gebiete erreicht werden, in denen der Brechungsindex Null oder imaginär wird. In diesen Fällen wird im Reflexionsbereich das Theorem von Breit und Tuve (DAVIES, 1965) angewendet, wobei die Neigungsrichtung der Schichten konstanter Elektronendichte als Bezugsrichtung zur Berechnung des Reflexionswinkels herangezogen wird. Die

Gradienten $\frac{\partial n}{\partial \varphi}$ und $\frac{\partial n}{\partial r}$ in den Gleichungen (5.3) können bei geeigneter Wahl des Ionosphärenmodells analytisch berechnet werden.

Die Änderung des Brechungsindexes $n = \sqrt{1 - (\frac{f_N}{f})^2}$ als Funktion der Koordinaten r und φ kann durch

$$f_N^2(r,\varphi) = f_{N1}^2(r) \cdot (1 + \delta(r,\varphi)) \qquad (5.5)$$

dargestellt werden. Bei Annahme eines ungestörten parabolischen F-Schicht-Modells (Vernachlässigung der D-, E- und F1-Schicht) ist die Plasmafrequenz als Funktion des Radiusvektors r

$$f_{N1}(r) = f_{01} \cdot \sqrt{1 - r'^2} \qquad (5.6)$$

mit $r' = \frac{r_m - r}{r_m - r_o}$. Die Koordinaten r, r_m und r_o sind durch die Höhen z, z_m und z_o über der Erdoberfläche definiert (s. Abb. 9):

$$r = r_E + z, \qquad r_m = r_E + z_m, \qquad r_o = r_E + z_o, \qquad (5.7)$$

wobei z die Höhe über der Erdoberfläche, z_m die Höhe des Schichtmaximums und z_o die Höhe der Schichtunterkante angibt. r_E = 6372 km ist der Erdradius und f_{01} ist die Plasmafrequenz im ungestörten Schichtmaximum (Grenzfrequenz).

Durch den Term $\delta(r,\varphi)$ wird eine Störung beschrieben, die für die folgenden Fälle betrachtet werden soll:

1. Ungestörter Fall: $\delta = 0$. (5.8)

2. Linearer Gradient der Elektronendichteverteilung in horizontaler Richtung:

$$\delta = \delta_o' \varphi . \qquad (5.9)$$

Der Gradient $\delta_o' = \frac{\delta_o}{\varphi_o}$ stellt die auf die Länge φ_o bezogene Störamplitude δ_o dar.

3. Periodische Störung der Elektronendichteverteilung durch eine atmosphärische Schwerewelle:

$$\delta = \delta_o \cos(2\pi (\frac{\varphi}{\Lambda_\varphi} - \frac{r}{\Lambda_r} - \frac{t}{T}) - \gamma) = \delta_o \cos a . \qquad (5.10)$$

Hier bedeuten δ_o = Störungsamplitude, Λ_φ = horizontale Wellenlänge der Schwerewelle, Λ_r = vertikale Wellenlänge der Schwerewelle, T = Periode der Schwerewelle, t = Zeit, φ = Bogenlänge, γ = beliebige Phase der Schwerewelle und $a = 2\pi (\frac{\varphi}{\Lambda_\varphi} - \frac{r}{\Lambda_r} - \frac{t}{T}) - \gamma$.

Die Gradienten des Brechungsindexes lauten dann in

Fall 2:
$$\frac{\partial n}{\partial \varphi} = -\frac{\delta' f_{01}^2}{2n f^2}\cdot(1 - r'^2),$$
$$\frac{\partial n}{\partial r} = -\frac{f_{01}^2 r'}{n f^2 (r_m - r_o)}\cdot(1 + \delta); \qquad (5.11)$$

Fall 3:
$$\frac{\partial n}{\partial \varphi} = \frac{\pi \delta_o f_{01}^2}{\Lambda_\varphi n f^2}\cdot(1 - r'^2)\sin a,$$
$$\frac{\partial n}{\partial r} = -\frac{f_{01}^2}{n f^2}\cdot\left(\frac{\pi \delta_o (1 - r'^2)\sin a}{\Lambda_r} + \frac{r'}{r_m - r_o}\cdot(1 + \delta)\right). \qquad (5.12)$$

Dabei ist $n = 1 - \frac{f_{01}^2}{f^2}\cdot(1 + \delta)\cdot(1 - r'^2)$ und $r' = \frac{r_m - r}{r_m - r_o}$. (5.13)

Sowohl für die gestörten Fälle 2 und 3, bei denen der Strahlweg numerisch berechnet werden muß, als auch für den ungestörten Fall 1, für den eine analytische Lösung existiert (APPLETON und BEYNON, 1940), kann der Strahlweg zwischen zwei fest vorgegebenen Punkten A und B (s. Abb. 9) nicht unmittelbar berechnet werden. Es ist notwendig, mit Hilfe eines Iterationsverfahrens den Abstrahlwinkel ϑ_A im Punkt A so lange zu variieren, bis der Strahl den Punkt B, der nicht notwendigerweise auf der Erdoberfläche liegt, erreicht. Das Iterationsverfahren geht davon aus, daß für eine feste Beobachtungsfrequenz f die Entfernung $\hat{\varphi}_{AB}$, die für einen beliebigen Abstrahlwinkel $\hat{\vartheta}_A$ erreicht wird, in erster Näherung durch eine Parabel approximiert werden kann. Durch drei Wertepaare $\hat{\vartheta}_A$ und $\hat{\varphi}_{AB}$, die in der Nähe eines nach dem Theorem von Breit und Tuve berechneten Basiswertes $\vartheta_{A(Basis)} = \arctan\frac{z_m - z_o}{\varphi_{AB}\cdot R_E}$ (scheinbare Reflexionshöhe z' in der Schichtmitte) liegen, wird eine Parabel gelegt. Hiermit ergibt sich für die Entfernung φ_{AB} ein erster Näherungswert ϑ_A, der dann im Iterationsverfahren mit Hilfe besser angepaßter Parabeln bis zu einer vorgegebenen Genauigkeit verfeinert wird.

Mit Hilfe dieses "Ray-Tracing-Verfahrens" können für jede Betriebsfrequenz f alle innerhalb eines vorgegebenen Ionosphärenmodells möglichen Ausbreitungswege (Mehrfachsprünge zwischen Erde und Ionosphäre) eindeutig berechnet werden. Das Verfahren führt sofort auf die wesentlichen Ausbreitungsparameter ϑ_A, ϑ_P und p',

während zur Berechnung der Feldstärke im Punkt B ein weiteres Verfahren notwendig wird.

Feldstärkeberechnungen

Die Feldstärkeberechnungen basieren auf der Berechnung der optischen Verdünnung einschließlich der durch Fokussierung oder Defokussierung bewirkten Feldstärkeänderungen. Dieses Verfahren geht von der Veränderung einer Fläche aus, die von einem Strahlenbündel beleuchtet wird, das in einem definierten, engen Erhebungswinkelbereich abgestrahlt wird. Diese Näherungsmethode kann in praktischen Fällen Verwendung finden (CROFT, 1969), obwohl sie an der Grenze der sogenannten "toten Zone" (DAVIES, 1965), d.h. in unmittelbarer Nähe der MUF (maximum usable frequency) der Übertragungsstrecke, ungültig wird. Die D-Schicht-Absorption und die Strahlbeugung in der E- und F1-Schicht können vernachlässigt werden, wenn nur nach Feldstärkemaxima (z.B. Bodenscatter) gesucht wird oder ein Vergleich mit Nachtbeobachtungen erfolgen soll. Für die Berechnung der Feldstärke bzw. der Signalstärke (die von der Antenne gelieferte Empfangsleistung) bei Ausbreitung zwischen zwei festen Punkten A und B ist es jedoch notwendig, das Strahlungsdiagramm der Empfangs- und Sendeantennen sowie die Bodenreflexionsverluste zu berücksichtigen, um abschätzen zu können, wie sich die Signalstärke aller möglichen Übertragungswege unterscheidet.

Wird im Punkt A ein Signal (Energie W_A) unter dem Erhebungswinkel ϑ_A abgestrahlt, ist der im Punkt B zu erwartende Energieanteil $\frac{W_B}{W_A}$ gleich dem Verhältnis der in der Umgebung von A und B von einem Strahlenbündel beleuchteten Flächenelemente ΔF_A und ΔF_B:

$$\frac{W_B}{W_A} = \frac{\Delta F_A}{\Delta F_B}. \tag{5.14}$$

Für eine genügend kleine Änderung des Abstrahlwinkels ϑ_A in vertikaler Richtung ($\Delta\vartheta_A^v$) und in horizontaler Richtung ($\Delta\vartheta_A^h$) ist die auf der Einheitskugel beleuchtete Fläche

$$\Delta F_A = p_A'^2 \cdot \Delta\vartheta_A^h \cdot \Delta\vartheta_A^v = s_A^h \cdot s_A^v, \tag{5.15}$$

wobei s_A das der Winkeländerung entsprechende Segment auf dem Einheitskreis in horizontaler bzw. in vertikaler Richtung darstellt und p_A' dem Radius der Einheitskugel entspricht. Das im Punkt B von A aus beleuchtete Flächenelement ist

$$\Delta F_B = s_B^h \cdot s_B^v. \tag{5.16}$$

Ist p'_B der Gruppenlaufweg zwischen A und B, kann für ein zweidimensionales Ionosphärenmodell

$$s^h_B = p'_B \cdot \Delta\vartheta^h_A \tag{5.17a}$$

gesetzt werden, so daß wegen

$$s^h_A = p'_A \cdot \Delta\vartheta^h_A \tag{5.17b}$$

$$\frac{W_B}{W_A} = \frac{s^v_A}{s^v_B} \cdot \frac{p'_A}{p'_B} \tag{5.18}$$

wird. Diese Größe, die dem im Punkt B für Freiraumausbreitung mit Fokussierung und Defokussierung zu erwartenden Energieanteil proportional ist, kann für ein vorgegebenes s^v_A mit dem oben beschriebenen Ray-Tracing-Verfahren berechnet werden.

Bei Berücksichtigung der Bodenreflexionsverluste und der Strahlungscharakteristik der Antennen ist $\frac{W_B}{W_A}$ mit einem Faktor L_{eff} zu korrigieren, der sich aus mehreren Anteilen zusammensetzt.

Die Bodenreflexionsverluste können nach den Fresnelschen Reflexionskoeffizienten berechnet werden. Nach ZUHRT (1952) gilt für vertikale Polarisation

$$R_v = \frac{\varepsilon' \sin\vartheta - \sqrt{\varepsilon' - \cos^2\vartheta}}{\varepsilon' \sin\vartheta + \sqrt{\varepsilon' - \cos^2\vartheta}} \tag{5.19}$$

und für horizontale Polarisation

$$R_h = \frac{\sin\vartheta - \sqrt{\varepsilon' - \cos^2\vartheta}}{\sin\vartheta + \sqrt{\varepsilon' - \cos^2\vartheta}}, \tag{5.20}$$

wobei die komplexe Dielektrizitätskonstante

$$\varepsilon' = \varepsilon_r - i\,\frac{\kappa}{2\pi f \varepsilon_o} \tag{5.21}$$

ist. ε_o ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante und κ die spezifische Leitfähigkeit des Erdbodens.

Da im Mittel keine Polarisationsrichtung nach der Schrägreflexion an der Ionosphäre bevorzugt wird, kann der Korrekturfaktor für eine Zwischenreflexion am Erdboden durch

$$L^r = \frac{|R_h|^2 + |R_v|^2}{2} \tag{5.22}$$

beschrieben werden.

Für die Berechnung der Strahlungsdiagramme der Sende- und Empfangsantenne, die ebenfalls den effektiven Korrekturfaktor L_{eff} beeinflussen, ist jedoch die Polarisation der Antenne und weiterhin die Antennenhöhe h' zu berücksichtigen. Aus der Interferenz des von der Antenne in den freien Raum abgestrahlten Feldes und des am Erdboden reflektierten Feldes ist der Korrekturfaktor L^a für eine Dipolantenne (MEINKE und GUNDLACH, 1968) abzuleiten:

$$L^a = 1 + |R_{h,v}|^2 - 2\cdot|R_{h,v}|^2 \cos(4\pi \frac{h'}{\lambda} \sin \vartheta + \varphi_{h,v}) \qquad (5.23)$$

mit $|R_{h,v}|$ = Absolutbetrag der Reflexionskoeffizienten,
$\varphi_{h,v}$ = Phase der Reflexionskoeffizienten,
λ = Wellenlänge des Beobachtungssignals.

Der effektive Korrekturfaktor, aus dem direkt die an der Empfangsantenne anstehende relative Signalstärke angegeben werden kann, ist dann in logarithmischer Schreibweise

$$L'_{eff} = 10 \log L_{eff} = 10\cdot(\sum_k \log L^r_k + \log L^a_A + \log L^a_B) . \qquad (5.24)$$

Die Summation über k gibt die Summe der Verluste L^r bei k Zwischenreflexionen am Erdboden an; durch L^a_A findet das Antennendiagramm der Sendeantenne im Punkt A und durch L^a_B das Antennendiagramm der Empfangsantenne im Punkt B Berücksichtigung. Damit werden die Verluste des gesamten Übertragungssystems zwischen A und B

$$\Delta W'_{eff} = 10 \log \frac{W_B}{W_A} + L'_{eff} , \qquad (5.25)$$

wobei $\Delta W'_{eff}$ in der dB-Einheit angegeben ist.

Diese Methode zur Feldstärkebestimmung kann auch für die Berechnung von sogenannten Backscatterionogrammen herangezogen werden. Das Meßprinzip des Backscatters (DIEMINGER, 1947, 1951), auch Bodenrückstreuung genannt, ist hier kurz zu skizzieren: Von einem Sender im Ort A werden Hochfrequenzimpulse abgestrahlt, die nach der Reflexion an der Ionosphäre in einem bestimmten Punkt B auf der Erdoberfläche gestreut werden. Ein geringer Teil der gestreuten Energie läuft über denselben Weg zum Ort des Senders zurück. Durch Messung der Impulslaufzeit als Funktion der Frequenz erhält man ein Bodenbackscatterionogramm. Besonders ausgeprägte Echospuren sind durch Energiefokussierung zu erwarten. Diese tritt einmal am Rande der toten Zone durch das Zusammenlaufen des

sogenannten "high-angle-" und "low-angle-Strahls" auf (DAVIES, 1965). Weiterhin werden Energiemaxima beobachtet, die durch Fokussierung an konvexen Flächen der Elektronendichte bei wellenförmiger Variation des Schichtprofils entstehen (Störung durch eine atmosphärische Schwerewelle). Eine nähere Beschreibung der Berechnung von Ausbreitungsparametern bei solchen Störungen ist in dem Beitrag "Langperiodisches Fading von Kurzwellensignalen" (RÖTTGER, 1973a) zu finden. Auf die dort angegebenen Verfahren wird in Abschnitt 8.2 bei der Untersuchung von atmosphärischen Schwerewellen in der Äquatorzone zurückgegriffen.

5.2. Positionsbestimmung von Seitenreflexionspunkten

Zur Überbrückung einer mehrere 1000 km langen Strecke zwischen zwei Punkten A und B sind Mehrfachreflexionen an der Ionosphäre notwendig. Die Übertragung auf der 7915 km langen transäquatorialen Strecke Lindau - Tsumeb erfolgt während der Abendstunden im allgemeinen über mehrfache F-Reflexionen. Bei Großkreisabweichungen, die durch Seitenreflexionen an Irregularitäten des äquatorialen Spread-F verursacht werden (s. Abb. 3), ist eine erweiterte Definition der Übertragungswege notwendig, da eine Aufteilung der Gesamtstrecke in die Teilstrecken I (Sender Lindau - Äquator) und II (Äquator - Empfänger Tsumeb) zu berücksichtigen ist. Die allgemein übliche Nomenklatur mF, mit der die Zahl von m Reflexionen an der F-Schicht der Ionosphäre angegeben wird, soll hierzu aufgespalten werden in zwei Teilmoden m_1 und m_2 (mit $m_1 + m_2 = 2m$). Der Teilmode m_1 definiert die Anzahl der Halbsprünge zwischen Erde und Ionosphäre (und umgekehrt) auf der Teilstrecke I. Entsprechend gilt m_2 für die Anzahl der Halbsprünge auf der Teilstrecke II. Da die Seitenreflexion in der Ionosphäre erfolgt, sind m_1 und m_2 immer ungerade. Der Typ der Ausbreitung bei Großkreisabweichung soll durch den Ausbreitungs- oder Übertragungsmode m_1-m_2 definiert sein (z.B. entspricht der 5-3 Mode fünf Halbsprüngen auf der Teilstrecke I und drei Halbsprüngen auf der Teilstrecke II).

Die Beschreibung der Ausbreitung wird getrennt für die Strecken I und II durchgeführt, wobei eine zweidimensionale Ausbreitung zwischen Lindau A_1 und Seitenreflexion B sowie von B nach Tsumeb A_2 vorausgesetzt wird (eine quasi-dreidimensionale Berechnung findet nur für die in Abschn. 5.2.2 behandelte Monte-Carlo-Rechnung Berücksichtigung). Im Punkt B in der äquatorialen Ionosphäre erfolgt eine Umlenkung des Strahlweges in Richtung zum Empfänger A_2. Da das Seitenreflexionsgebiet in der Umgebung von B klein ist gegenüber der Länge der Gesamtstrecke I + II, wird für diese Berechnungen in B ein punktförmiger, idealer Reflektor angenommen, in dessen Umgebung der Strahlweg

geradlinig verläuft. Eine nähere Untersuchung des Mechanismus' der Seitenablenkung in der äquatorialen Ionosphäre wird in Kapitel 6 vorgenommen.

Die Punkte A_1, A_2 und B sind im geographischen Koordinatensystem durch die Breite φ und die Länge λ festgelegt. A_1 und A_2 liegen auf der Erdoberfläche ($r = r_E$) und der Punkt B ist in der Höhe z_B über dem Erdboden ($r = r_E + z_B$). Liegt der Punkt B nicht in der Großkreisebene von A_1 und A_2, wird von einer Großkreisabweichung gesprochen, die durch den Azimutwinkel α zwischen den Großkreisrichtungen $A_1 - A_2$ und $A_1 - B$ definiert sein soll. Neben dem Azimutwinkel α können bei Vorgabe eines beliebigen Ionosphärenmodells für die Strecken I und II alle weiteren Ausbreitungsparameter, wie z.B. der Gruppenlaufweg p' oder die Koordinaten oder Einfallswinkel bei allen Zwischenreflexionen, als Funktion des Ortes von B berechnet werden.

Die bei der transäquatorialen Ausbreitung zwischen Lindau (A_1) und Tsumeb (A_2) angewendete Beobachtungsmethode beruht auf der Messung der Gruppenlaufzeit $t' = \frac{p'}{c}$ und des Azimutwinkels α. Für einen fest vorgegebenen Seitenreflexionsort B mit den Koordinaten φ_B und λ_B kann

$$t'(\varphi_B,\lambda_B) = t'(\alpha(\varphi_B,\lambda_B)) \tag{5.26}$$

berechnet werden. Es ist daher prinzipiell möglich, die Koordinaten φ_B und λ_B eines Seitenreflexionsortes aus einem Meßwertepaar (t',α) zu bestimmen. Die Koordinaten φ_B und λ_B sind durch das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \varphi_B &= \varphi_B(t'(\varphi_B,\lambda_B),\ \alpha(\varphi_B,\lambda_B)), \\ \lambda_B &= \lambda_B(t'(\varphi_B,\lambda_B),\ \alpha(\varphi_B,\lambda_B)) \end{aligned} \tag{5.27}$$

festgelegt. Schwierigkeiten zur eindeutigen Lösung dieses Systems ergeben sich durch folgende Einflüsse:

(1) Die Funktion $t'(\varphi_B,\lambda_B)$ kann wegen des angewendeten numerischen Ray-Tracing-Verfahrens nicht analytisch angegeben werden. An Hand numerisch berechneter Stützpunkte kann sie jedoch durch eine Gleichung 2. Grades approximiert werden.

Die Lösungen φ_B und λ_B sind aber selbst bei Vernachlässigung der folgenden Einschränkungen (2a) und (2b) wegen der quadratischen Approximation mindestens doppeldeutig. Eine anschauliche Erklärung der Doppeldeutigkeit ist in "Einflüsse des äquatorialen Spread-F auf die Kurzwellenausbreitung; Kap. 3: Positionsbestimmung von Seitenreflexionspunkten" (RÖTTGER, 1971a) wiedergegeben.

(2a) Im allgemeinen treten gleichzeitig mehrere Übertragungsmoden m_1-m_2 mit unterschiedlicher Laufzeit t' auf. Kann nicht festgestellt werden, welcher Übertragungsweg zur Berechnung herangezogen werden muß, wird die Lösung mehrdeutig.

(2b) Für die zur eindeutigen Berechnung der Laufzeit $t'(\varphi_B,\lambda_B)$ notwendigen Ionosphärenparameter können im allgemeinen nur Wahrscheinlichkeitsverteilungen vorgegeben werden, so daß die Bestimmung von φ_B und λ_B aus einer mittleren Laufzeit $t'(\alpha)$ mit einem Fehler behaftet sein wird.

Eine Lösung dieser Schwierigkeiten ist mit Hilfe der in Abschnitt 5.2.2 durchgeführten Zuverlässigkeits- und Genauigkeitsberechnungen möglich.

5.2.1. Verfahren zur Berechnung der Koordinaten eines Seitenreflexionspunktes

Die Berechnung von φ_B und λ_B aus den Beobachtungswerten t' und α ist nach der folgenden Methode relativ einfach durchzuführen:

Für jeden Übertragungsmode kann bei vorgegebenem mittlerem Ionosphärenmodell die Laufzeit t' als Funktion des Azimutwinkels α und der geographischen Breite φ_B des Seitenreflexionspunktes B berechnet werden. Es liegt nahe, die numerisch berechnete Funktion $t'(\varphi_B)_{\alpha=const}$ zumindest stückweise parabolisch zu approximieren (s. Abb. 14a, S. 43). Für jeden Azimutwinkel α erhält man dann

$$t'(\varphi_B) = b_1(\alpha) + b_2(\alpha)\,\varphi_B + b_3(\alpha)\,\varphi_B^2, \tag{5.28}$$

woraus sofort

$$\varphi_{B_{1,2}}(t',\alpha) = -\frac{b_2}{2\,b_3} \pm \sqrt{\left(\frac{b_2}{2\,b_3}\right)^2 - \frac{b_1 - t'}{b_3}} \tag{5.29}$$

anzugeben ist. (Es werden nur die reellen Lösungen benötigt.) Zur Verkürzung des Rechenverfahrens ist es zweckmäßig, nicht jeden Koeffizientensatz b_i (i = 1,2,3) für jedes α gesondert zu berechnen, sondern eine Koeffizientenmatrix $b_{ik} = b_i(\alpha_k)$ zu speichern. Die Koeffizienten für Azimutwinkel α, die zwischen den Stützpunkten α_k (mit k = 1,...,n und n = Anzahl der gewählten Stützpunkte für α) liegen, werden interpoliert. Die zu $\varphi_{B_{1,2}}$ gehörigen geographischen Längen $\lambda_{B_{1,2}}$ sind mit dem Azimutwinkel α direkt aus der Geometrie zu berechnen. Eine Entscheidung, welches Lösungspaar (φ_B,λ_B) realistisch ist, wird mit Hilfe der aus der Monte-Carlo-Rechnung folgenden statistischen Gewichtung (s. Abschn. 5.2.2) getroffen.

Aus den so bestimmten Koordinaten φ_B und λ_B wird rückwirkend ein Kontrollwert t'_k berechnet. Liegt die Differenz $t'_k - t'$ außerhalb einer vorgegebenen

Genauigkeitsgrenze, ist durch ein Iterationsverfahren, das in Gleichung (5.28) Stützwerte in der unmittelbaren Umgebung des berechneten φ_B einsetzt, eine weitere Optimierung zu erreichen.

5.2.2. Zuverlässigkeit der Positionsbestimmung

Da nur statistische Aussagen über die Ionosphärenbedingungen entlang der Ausbreitungswege I und II möglich sind, können nur Wahrscheinlichkeitsverteilungen für alle Ausbreitungsparameter angegeben werden. Ebenso werden alle möglichen Ausbreitungsmoden m_1-m_2 unterschiedliche Eigenschaften aufweisen, die weiterhin durch die Ionosphäre außerhalb der Äquatorzone unterschiedlichen statistischen Variationen ausgesetzt sind. Hier ist die Frage zu klären, in welcher Weise diese Ausbreitungseffekte die in der äquatorialen Ionosphäre verursachten Effekte überdecken und mit welcher Zuverlässigkeit Parameter der äquatorialen Ionosphäre mit der Methode der Fernmessung zu bestimmen sind. Aussagen über diese statistischen Fragestellungen können mit Hilfe der sogenannten Monte-Carlo-Methode (SHREIDER, 1966) erhalten werden, deren Anwendung auf die Kurzwellenausbreitung (RÖTTGER, 1971b) hier im Abriß behandelt werden soll.

Monte-Carlo-Methode

Bei Vorgabe von Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $w_i(x_i)$ der Ionosphärenparameter x_i existieren Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $w_s(x_s)$ der Strahlweg- oder Ausbreitungsparameter x_s. Die Parameter x_s (z.B.: $\vartheta_{A,B}$, p') können nach dem oben angegebenen Ray-Tracing-Verfahren numerisch aus den Parametern x_i (z.B.: f_{01}, z_o, z_m) berechnet werden. Die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen kann dann ebenfalls numerisch durch eine statistische Simulation des Experiments (Monte-Carlo-Methode) erfolgen. Mit Hilfe von computererzeugten Zufallszahlen werden statistische Kombinationen der Parameter x_i aus den vorgegebenen Verteilungen w_i ausgewählt. Für jede dieser Kombinationen können die Strahlwegparameter x_s berechnet werden. Eine genügende Anzahl von Kombinationen führt auf eine bestimmte Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung w_s für jeden Ausbreitungsparameter x_s.

Computererzeugte Zufallszahlen ξ_{i_k} sind im allgemeinen gleichverteilt in den Grenzen $0 \leq \xi_{i_k} < 1$ (HAMMERSLEY und HANDSCOMB, 1967). Der Index i besagt, daß durch ξ_{i_k} der Ionosphärenparameter x_i berechnet werden soll, während die Laufzahl k die in der k-ten Operation erzeugte Zufallszahl kennzeichnet. Es ist notwendig, die Zahlen ξ_{i_k} in Zahlen Z_{i_k} zu transformieren, die aus den vorge-

gebenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen w_i bzw. den entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen $W_i(Z_i) = \int_{-\infty}^{Z_i} w_i(\zeta)\, d\zeta$ stammen. Allgemein gilt weiterhin die Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w_i(\zeta)\, d\zeta = 1 . \tag{5.30}$$

Kann eine explizite Funktion W_i angegeben werden, lassen sich die Zahlen Z_{i_k} direkt durch die inverse Funktion W_i^* berechnen:

$$Z_{i_k} = W_i^*(\xi_{i_k}) . \tag{5.31}$$

Da geschlossene Lösungen für W_i^* nur in wenigen Ausnahmen zu erhalten sind, müssen Methoden zur Approximierung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen herangezogen werden. Eine solche Methode zur Erzeugung von normalverteilten Zufallsvariablen, die in den folgenden Rechnungen Anwendung findet, ist von BOX und MULLER (1958) angegeben worden. Danach ist

$$Z_{i_k} = \sqrt{-2 \log_2 \xi_{i_k}} \cos 2\pi\, \xi_{i_{k+1}}$$

und $$Z_{i_{k+1}} = \sqrt{-2 \log_2 \xi_{i_k}} \sin 2\pi\, \xi_{i_{k+1}} . \tag{5.32}$$

Die zentrierten und normierten Zufallsvariablen Z_i mit dem Erwartungswert $E(Z_i) = 0$ und der Standardabweichung $\sigma(Z_i) = 1$ müssen für jede k-te Stichprobe in die nichtstandardisierten Variablen $Z'_{i_k} = \overline{Z}_i + \sigma_i Z_{i_k}$ umgewandelt werden, wobei $\overline{Z}_i$ dem Erwartungswert $E(Z'_i)$ und σ_i der Standardabweichung der Parameterverteilung w_i entspricht.

Mit Hilfe dieser Rechnung können normalverteilte Zufallszahlen erzeugt werden, die als Ausgangswerte (Basiswerte, die den Zustand der Ionosphäre entlang des Ausbreitungsweges beschreiben) für die Berechnung aller Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Strahlwegparameter Verwendung finden. Die Rechnung für jeden einzelnen Satz von Basisparametern x_i führt auf einen Wertebereich $b_{s_{max}}$ für jeden Strahlwegparameter x_s. Der erwartete Wertebereich eines spezifizierten Parameters wird in m Klassen der Breite $\delta_s = \frac{b_{s_{max}}}{m}$ aufgeteilt und die so definierten Klassen werden durch den Index j numeriert (j = 1,...,m). Die Rechnung für die k-te Stichprobe (k = 1,...,n) der Basisparameter x_{i_k} führt auf einen Strahlwegparametersatz x_{s_k}. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (für diese numerische Berechnung Histogramm genannt) ist dann für j = 1,...,m definiert durch

$$w_{s_j} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{n} w_{s_{jk}} \tag{5.33}$$

mit $w_{s_{jk}} = 1$, falls $x_{s_j} - \frac{\delta_s}{2} \leq x_{s_k} < x_{s_j} + \frac{\delta_s}{2}$,

und $w_{s_{jk}} = 0$ für alle anderen Fälle.

Dabei ist n die Gesamtzahl der gerechneten Stichproben und m die Gesamtzahl der Klassen je Strahlwegparameter. Die entsprechende Wahrscheinlichkeitsverteilung (Summenhäufigkeit) ist definiert durch

$$W_{s_j} = \sum_{l=1}^{j} w_{s_l} . \tag{5.34}$$

Signifikanztest

Im allgemeinen ist der statistische Fehler dieses Stichprobenverfahrens umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Anzahl n der Stichproben. Soll eine hohe Genauigkeit bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen erreicht werden, muß eine große Zahl von Stichproben berechnet werden, so daß eine lange Rechenzeit zu erwarten ist. Zur Optimierung des Rechenverfahrens ist es daher notwendig, die Zahl der Stichproben möglichst gering zu halten und während des Rechenvorgangs zu testen, ob eine gewünschte Genauigkeitsgrenze bereits erreicht worden ist.

Die Abschätzung der statistischen Signifikanz kann mit Hilfe der Maximum-Likelihood-Methode erfolgen (TAUBENHEIM, 1969). Aus dem statistisch schwankenden Verlauf des Histogramms w_j (j = 1,...,m) wird durch digitale Filterung (KERTZ, 1965), deren Filterkennlinie etwa dem erwarteten Histogrammverlauf angepaßt sein muß, oder durch eine harmonische Analyse bei Berücksichtigung der langperiodischen Komponenten ein geglättetes Histogramm $\tilde{w}_j$ (j = 1,...,m) erzeugt. Dieses gefilterte Histogramm wird als mutmaßliche Wahrscheinlichkeitsfunktion (Maximum-Likelihood-Funktion) angenommen. Eine Abschätzung für die Güte der Anpassung zwischen dem geglätteten und dem ursprünglichen Histogramm kann mit Hilfe des χ^2-Tests vorgenommen werden (ISERMANN, 1972). Hierzu wird der Ausdruck

$$C^2 = \sum_{j=1}^{m} \frac{\Delta w_j^2}{\tilde{w}_j} \tag{5.35}$$

mit $\Delta w_j = w_j - \tilde{w}_j$ ($\tilde{w}_j > 0$) berechnet. Die Größe C^2, die ein Maß für die normierte mittlere quadratische Abweichung zwischen $\tilde{w}_j$ und w_j darstellt, gehorcht einer χ^2-Verteilung. Ein Vergleich von C^2 mit tabellarisierten Werten der theoretischen

χ^2-Verteilung (ABRAMOWITZ und SEGUN, 1968) liefert Angaben über die Signifikanz, daß die statistischen Stichproben w_j durch die gefilterte Funktion wiedergegeben werden. Man erhält also eine Information, mit welcher Sicherheit die gefilterte Funktion $\bar{w}_j$ der erwarteten exakten Funktion $w_{j\infty}$ (für $n \to \infty$) angepäßt ist.

Es kann angenommen werden, daß die Abweichungen Δw_j aus einer Normalverteilung stammen (STORM, 1965). Ausgehend von der quadratischen Abweichung

$$\sigma_w^2 = \frac{1}{m-1} \sum_{j=1}^{m} \Delta w_j^2 \qquad (5.36)$$

kann eine mittlere Abweichung s_w der gefilterten Funktion $\bar{w}_j$ definiert werden:

$$s_w = \frac{\sigma_w}{\sqrt{m}}. \qquad (5.37)$$

Durch Abschätzung der statistischen Signifikanz mit Hilfe des χ^2-Tests und durch Angabe der mittleren Abweichung s_w kann dann während des Computerlaufs geprüft werden, ob vorgegebene Genauigkeitsgrenzen erreicht sind, um den Rechenvorgang der Stichprobenentnahme möglichst frühzeitig zu beenden.

Quasi-dreidimensionale Näherung

Das in Abschnitt 5.1 beschriebene numerische Ray-Tracing-Verfahren (Integration der Haselgroveschen Gleichungen) ist sehr rechenzeitintensiv, so daß es wegen der Berechnung einer relativ hohen Zahl von Einzelstichproben bei der Monte-Carlo-Technik nicht angewendet werden sollte. Hier bietet die von APPLETON et al. (1940) angegebene analytische Strahlwegbeschreibung eine wesentliche Hilfe. Diese Lösung (vgl. Abschn. 5.1) berücksichtigt jedoch keine Horizontalgradienten der Elektronendichteverteilung (d.h. Horizontalgradienten der Plasmafrequenz), die eine wesentliche Veränderung des Ausbreitungsweges bewirken können (RÖTTGER, 1967). Horizontale Gradienten in Richtung der Übertragungsstrecke A - B (siehe Abb. 9) verursachen eine Unsymmetrie des Ausbreitungsweges, d.h. der Abstrahlwinkel ϑ_A im Punkt A ist nicht gleich dem Einfalls- bzw. Erhebungswinkel ϑ_B im Punkt B. Horizontale Gradienten schräg zur Strecke A - B sind die Ursache für eine Ausbreitung außerhalb der Großkreisebene durch die Punkte A und B.

Bei nicht zu hohen Anforderungen an die Genauigkeit bei der Berechnung der Strahlwegparameter kann statt der numerischen Ray-Tracing-Rechnung eine vereinfachte Methode angewendet werden, die - auf der Appleton-Beynon-Formel aufbauend - den Einfluß von horizontalen Gradienten der Elektronenkonzentration

auf den geometrischen Verlauf des Ausbreitungsweges durch eine Näherung berücksichtigt (RÖTTGER, 1972a). Die Abweichungen von der ungestörten, symmetrischen Ausbreitung in der Großkreisebene lassen sich näherungsweise berechnen, indem der Gradient der Plasmafrequenz dargestellt wird durch den horizontalen Richtungswinkel α_g' und die Differenz Δf_{01}. Der Winkel α_g' kennzeichnet die Richtung (gemessen gegen die Strecke A - B) der maximalen horizontalen Änderung der Grenzfrequenz f_{01} und die Größe Δf_{01} soll als die Differenz der Grenzfrequenzen definiert sein, die in positiver und negativer Richtung von α_g' in jeweils 1000 km Entfernung vom Streckenmittelpunkt gemessen werden. Für die im Streckenmittelpunkt angesetzten Ionosphärenparameter f_{01}, r_o und r_m können nach Abschnitt 5.1 für den ungestörten Fall (keine horizontalen Gradienten, d.h. $\Delta f_{01} = 0$) nach dem Theorem von Breit und Tuve der Gruppenlaufweg p' und die scheinbare Reflexionshöhe z' berechnet werden. Der gestörte Fall (Differenz $\Delta f_{01} \neq 0$) ist dann durch eine Korrektur des für den ungestörten Fall berechneten Ausbreitungsweges zu beschreiben. Es wird angenommen, daß durch die Differenz Δf_{01} in der Nähe des Strahlwegscheitelpunktes ein Sprung im Brechungsindex angegeben wird, durch den eine Strahlwegablenkung sowohl aus der ursprünglichen Richtung p' als auch aus der Großkreisrichtung erfolgt. Die Strahlwegablenkung kann hier einfach nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz berechnet werden.

Ein Vergleich dieser Näherungsmethode mit der numerischen Ray-Tracing-Rechnung für $\delta = \delta_o' \cdot \varphi$ (s. Abschn. 5.1) zeigt, daß bei realistischen Horizontalgradienten die Abweichung der berechneten Einfallswinkel kleiner als 1^o ist und für eine 8000 km lange Strecke die Differenz der berechneten Laufzeit 0,075 ms nicht überschreitet. Diese Abweichungen liegen etwa im Bereich der optimal zu erreichenden Meßgenauigkeit, so daß die beschriebene Näherungsmethode für die Untersuchungen mit Hilfe der Monte-Carlo-Rechnung Anwendung finden kann. Der wesentliche Vorteil dieser Methode ist in der erheblichen Verkürzung der Rechenzeit zu finden, die für die folgenden statistischen Rechnungen eine notwendige Voraussetzung darstellt.

Zuverlässigkeit und Genauigkeit

Aussagen über die Zuverlässigkeit, mit der Parameter des äquatorialen Spread-F mit Hilfe der transäquatorialen Fernmessung zu bestimmen sind, erhält man an Hand der oben beschriebenen statistischen Rechenmethode. Im besonderen sind hier folgende Fragen zu beantworten:

(a) Welche Ausbreitungswahrscheinlichkeit besitzen einzelne Übertragungsmoden, um die äquatoriale Zone zu erreichen?

(b) Mit welcher Zuverlässigkeit können einzelne Übertragungsmoden herangezogen werden, um charakteristische Parameter des äquatorialen Spread-F (wie z.B. die Position von Seitenreflexionsgebieten) zu bestimmen?

(c) Mit welcher absoluten Genauigkeit kann die Position eines Seitenreflexionsgebietes in der Äquatorzone angegeben werden?

Die Ausbreitungs- oder Übertragungswahrscheinlichkeit PR1 ist als die Wahrscheinlichkeit definiert, daß für ein bestimmtes statistisches Ionosphärenmodell die maximale Übertragungsfrequenz f_{max} eines spezifizierten Ausbreitungsmodes die Beobachtungsfrequenz f überschreitet ($f \leq f_{max}$). Weiterhin geht in diese Definition die Wahrscheinlichkeit ein, daß der Punkt B (s. Abb. 9) auch bei Berücksichtigung von Mehrfachsprüngen nicht unter dem Horizont liegt ($\vartheta \geq 0^{o}$). Die Wahrscheinlichkeit PR1 ergibt sich einfach aus der relativen Häufigkeit der Fälle, für die bei der Stichprobenberechnung die Bedingungen $f \leq f_{max}$ und $\vartheta \geq 0^{o}$ erfüllt sind.

Die Zuverlässigkeit, Seitenreflexionsgebiete aus den Beobachtungen der Kurzwellensignalausbreitung zu erkennen, hängt einmal direkt von der Übertragungswahrscheinlichkeit PR1 ab. Zum anderen ist als weiterer Faktor der Rausch- oder Störabstand $\frac{P_s}{P_r}$ des Übertragungssignals von Einfluß.

Die relative Wahrscheinlichkeit PR2, ein Übertragungssignal zu erkennen, kann nach der Shannonschen Formel für die Informationskapazität eines Nachrichtenkanals definiert werden (ELIAS, 1958). Die sogenannte Informationsrate PR2 ist

$$PR2 = \frac{\log_2(1 + \frac{P_s}{P_r})}{\log_2(1 + \frac{P_{smax}}{P_r})} . \qquad (5.38)$$

Hierbei wird angenommen, daß bei der höchsten im Übertragungssystem vorkommenden Signalleistung P_{smax} die Wahrscheinlichkeit der Signalerkennung PR2 = 1 ist. Die Signalleistung oder Signalstärke P_s folgt bei bekannter Gerätecharakteristik (Sendeleistung, Antennendiagramm) aus der für ein vorgegebenes Ionosphärenmodell berechneten mittleren Feldstärke. Für P_r kann die im Mittel auf der Betriebsfrequenz beobachtete Rausch- bzw. Störleistung eingesetzt werden.

Allgemein ist die Informationsrate eines Nachrichtenübertragungssystems abhängig von weiteren Komponenten, wie z.B. von statistischen Feinschwankungen der Amplitude, Phase und Laufzeit des Signals. In dem hier betrachteten Übertragungssystem der Kurzwellenimpulsübertragung wirken sich diese Komponenten

jedoch auf alle Übertragungsmoden in gleicher Weise aus, so daß Feinschwankungen an dieser Stelle unberücksichtigt bleiben können. Ein anderer Grund gibt zusätzlich Anlaß zur unbedenklichen Vernachlässigung von Feinschwankungen: Das Erkennen der Information bedeutet in diesem System nicht die Dekodierung eines komplex verschlüsselten Signals. Es spielt nur die Entscheidung eine Rolle, ob es sich bei dem empfangenen Impuls um ein Stör- oder Nutzsignal handelt. Die verwendete Registriermethode beruht auf der zeitlichen Integration des sich periodisch wiederholenden Empfangssignals, bei der Feinschwankungen fast vollständig eliminiert werden.

Die zu beobachtende Empfangsleistung zeigt neben dem charakteristischen Einfluß der Übertragungsstrecke außerhalb der äquatorialen Ionosphäre erwartungsgemäß eine Einwirkung der Reflexionseigenschaften der Seitenreflexionsgebiete im äquatorialen Spread-F. Um jedoch nur die variablen Einflüsse der Übertragungsstrecke zu zeigen, sollen diese Reflexionseigenschaften bei der Berechnung der Zuverlässigkeit keine Berücksichtigung finden. Diese Vernachlässigung ist bei der folgenden Betrachtung über die unterschiedliche Zuverlässigkeit einzelner Übertragungsmoden ohne Einschränkung zulässig, weil die Kopplungseigenschaften (d.h. Reflexionsbedingung: Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel) für alle Moden keine besonderen Unterschiede zeigen (s. Abschn. 5.3). Charakteristische Einflüsse der Seitenreflexionsgebiete auf die Signalcharakteristik sind besonders durch Feinschwankungen der Phase und Amplitude gegeben, die wie erwähnt bei dem verwendeten Registrierverfahren jedoch keine wesentlichen Auswirkungen haben. Diese charakteristischen Variationen, die in Abschnitt 7.2 besonders untersucht werden, verursachen bei der hier vorliegenden Betrachtungsweise für alle Übertragungsmoden eine gleiche Beeinflussung.

Die Zuverlässigkeit zur Entdeckung von Seitenreflexionsgebieten hängt im wesentlichen sowohl von der Übertragungswahrscheinlichkeit PR1 als auch von der Informationsrate PR2 ab. Beide Größen sind in erster Näherung statistisch unabhängig, so daß die Zuverlässigkeit PR bei angenommener gleicher Gewichtung von PR1 und PR2 als Produkt

$$PR = PR1 \cdot PR2 \tag{5.39}$$

definiert werden kann. Diese Zuverlässigkeit PR kann für jeden Übertragungsmode m_1-m_2 als Funktion der Koordinaten φ_B und λ_B berechnet werden.

Führt man die berechnete Zuverlässigkeit PR als Gewichtsfunktion zur statistischen Gewichtung der Übertragungsmoden ein, kann eine Aussage gemacht werden, welches aus der Lösung von (5.29) erhaltene Koordinatenpaar (φ_B, λ_B) die größte

Wahrscheinlichkeit besitzt (Lösung der Frage 1 in Abschn. 5.2). Da prinzipiell mindestens neun verschiedene Übertragungsmoden m_1-m_2 ($m_{1,2}$ = 3, 5 und 7) möglich sind, können weiterhin durch die Gewichtung die Moden mit der höchsten Wahrscheinlichkeit bzw. Zuverlässigkeit ausgesucht werden (Lösung der Frage 2a in Abschn. 5.2).

Bei Vorgabe von Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Ionosphärenparameter entlang der Ausbreitungsstrecke kann für ein festes Meßwertepaar (t',α) ein exakter Wert für die Koordinaten φ_B und λ_B des Seitenreflexionsgebietes nicht angegeben werden. Es ist nur möglich, festzustellen, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Position (φ_B,λ_B) für ein vorgegebenes (t',α) zu erwarten ist. Diese Konsequenzen führen auf eine zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Positionsbestimmung, die ebenfalls mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode berechnet werden kann. Aus dieser Verteilung ist dann der absolute Fehler für eine mittlere Positionsangabe (φ_B,λ_B) anzugeben (Antwort auf Frage 2b in Abschn. 5.2).

5.2.3. Modellrechnungen

Grundlage für die quantitative Berechnung von Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Strahlwegparameter, zu denen nach den vorangegangenen Überlegungen auch die Gewichtsfunktion (5.39) und die zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte für die Positionsbestimmung gezählt werden sollen, sind Normalverteilungen der Ionosphärenparameter. Für die Rechnungen wurde das in Tabelle 1 (S. 38) angegebene statistische Ionosphärenmodell angenommen, das auf Beobachtungsergebnissen von Lindau, Tsumeb und Ouagadougou/Obervolta (im äquatorialen Afrika etwa auf der Streckenhälfte gelegen, s. Abb. 3) sowie auf Vorhersagen (ESSA, 1969) aufbaut.

Die für dieses Ionosphärenmodell nach Abschnitt 5.2 statistisch berechneten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen wurden digital gefiltert. Die Filterdurchlaßkurve (s. RÖTTGER, 1972a) mit der Halbwertsbreite bei $\Delta\varphi_B = 7{,}8^\circ$ ist den zu erwartenden minimalen Perioden im Verlauf der gefilterten Kurven angepaßt. Für den χ^2-Test wurde für die wahrscheinlichsten Ausbreitungsmoden eine statistische Sicherheit von besser als 90 % angesetzt. Die mittlere Abweichung für jeden Punkt der berechneten Kurven ist kleiner als ±0,05 Einheiten und damit kleiner als signifikante Unterschiede der charakteristischen Verteilungen einzelner Ausbreitungsmoden. Diese Bedingungen konnten erfüllt werden durch 5000 - 8000 gerechnete Stichproben pro Mode. Hierfür wurde für jeden Mode eine Rechenzeit von etwa 2,5 Stunden auf dem Siemens-Rechner 305 des Max-Planck-Instituts für Aeronomie benötigt.

Tabelle 1

Mittleres statistisches Ionosphärenmodell (parabolische F-Schicht)
der transäquatorialen Strecke Lindau - Tsumeb
für März 1970, 18 - 23 UT
(angegeben sind die Mittelwerte und Standard-
abweichungen σ der Normalverteilungen)

	Lindau - Äquator (A_1 - B)	Äquator - Tsumeb (B - A_2)
f_{01}	9,0 ±1,5 MHz	12,0 ±1,6 MHz
z_o	228 ±10 km	228 ±10 km
M3000	3,05 ±0,08	2,95 ±0,08
Δf_{01}	2,0 ±1,5 MHz	2,0 ±1,5 MHz
α'_g	10^o ±20^o	350^o ±20^o

Höhe des Seitenreflexionspunktes z_B = 380 ±30 km.

Statistische Werte, die die 2,5 σ-Grenze überschreiten, wurden für die Rechnung nicht benutzt. Die Grenzfrequenzen f_{01} erscheinen höher als erwartet. Der Grund hierfür ist in der äquatorialen Anomalie der F-Schicht (Erhöhung der Grenzfrequenz zu beiden Seiten des magnetischen Äquators) zu finden, die auf beiden Strecken A_1 - B und B - A_2 durchquert wird. Der M3000-Faktor bestimmt nach SHIMAZAKI (1955) die Höhe des Schichtmaximums z_m = 1490/M3000 - 176 km. Weiterhin sind die Gerätefaktoren (wie Sendeleistung u.a., s. Kap. 3) und die Meßunsicherheit $\delta\alpha = \pm 1^o$ und $\delta t' = \pm 0{,}05$ ms berücksichtigt. Für die Erdbodenkonstanten sind die mittleren Werte $\bar{\varepsilon}_r = 10$ und $\bar{\kappa} = 3 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1} m^{-1}$ eingesetzt.

Die relativ regelmäßig auf der Strecke Lindau - Tsumeb zwischen 18 UT und 23 UT zu beobachtenden Seitenwege zeigen im wesentlichen eine Westabweichung mit $\alpha = 20^{\circ} - 40^{\circ}$. Der Breitenbereich, in dem diese Seitenreflexionen auftreten, kann entsprechend der beobachteten Laufzeit in der westafrikanischen Ionosphäre zwischen $\varphi = 40^{\circ}$ N und 10° S vorgegeben werden.

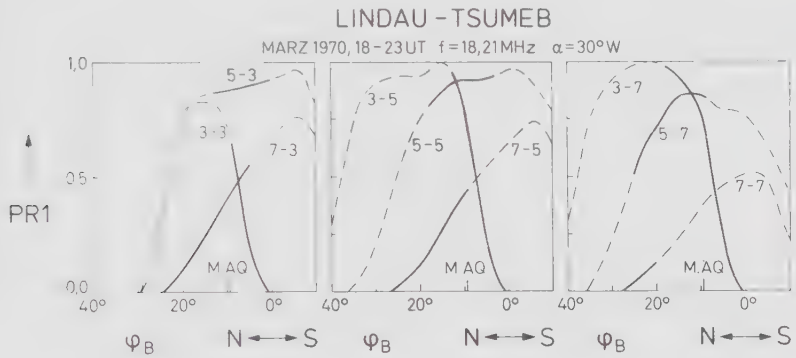


Abb. 10 Die Übertragungswahrscheinlichkeit PR1 für die Moden 3-3 bis 7-7. Die durchgezogenen Linien geben den Laufzeitbereich 31 - 33 ms an. Der magnetische Äquator (M.ÄQ.) wird bei der Großkreisabweichung $\alpha = 30^{\circ}$ W bei $\varphi = 9{,}5^{\circ}$ N geschnitten.

Für ein mittleres $\alpha = 30^{\circ}$ W, das als repräsentativ für den Bereich $\alpha = 20^{\circ} - 40^{\circ}$ W angenommen werden kann, ist in Abbildung 10 die Übertragungswahrscheinlichkeit PR1 in Abhängigkeit von der geographischen Breite φ_B des Seitenreflexionspunktes aufgetragen. Hieraus ist ersichtlich, daß die Übertragungsmoden eine sehr unterschiedliche Übertragungswahrscheinlichkeit haben. Die durchgezogenen Linien geben den Breitenbereich an, in dem die für 30° Westabweichung gemessene Laufzeit $t' = 31 - 33$ ms (vgl. Abb. 18 in Abschn. 5.5) mit der berechneten mittleren Laufzeit übereinstimmt. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Positionen von Seitenreflexionen in der westafrikanischen Ionosphäre nur im Breitenbereich von etwa 0° bis 27° N beobachtet werden können. Diese Region, die durch genauere Untersuchungen im folgenden weiter eingeschränkt und spezifiziert wird, liegt innerhalb der Zone des äquatorialen Spread-F, das ein Häufigkeitsmaximum am magnetischen Äquator (M.ÄQ.) aufweist (LYON et al., 1960). Die größte Übertragungswahrscheinlichkeit für diesen Bereich haben die Moden 5-3 und 5-5.

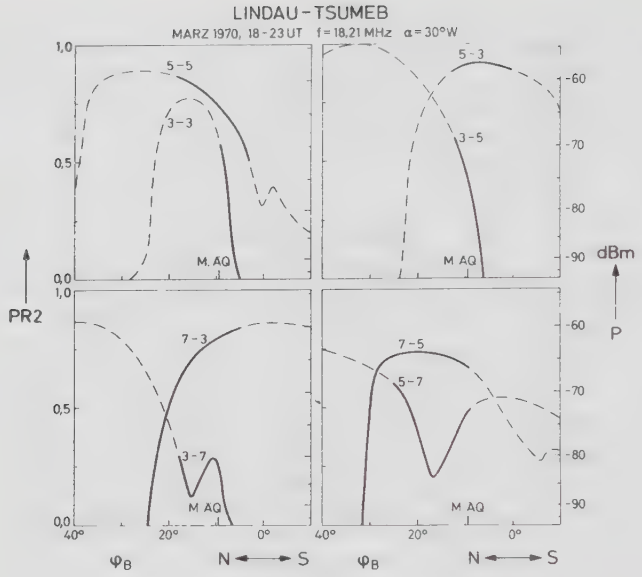


Abb. 11 Relative Informationsrate PR2.
——— Laufzeitbereich 31 - 33 ms,
M.ÄQ. = magnetischer Äquator.
Die Leistung P = -90 dBm (dBm = dB in Bezug auf die Leistung von 1 mW) entspricht dem rauschartigen Störpegel bei 3 kHz Bandbreite.

Die berechnete relative Informationsrate PR2 ist in Abbildung 11 wiedergegeben. Die rechte Skala dieser Abbildung gibt die entsprechende mittlere Empfangsleistung oder Signalstärke P (von der Empfangsantenne abnehmbare Signalleistung) an. Die ausgeprägten Minima der Signalstärke (z.B. bei 17° N für den Mode 5-7) sind durch Minima im vertikalen Strahlungsdiagramm der Sende- oder Empfangsantenne bedingt. Durch statistische Schwankungen der Ausbreitungsbedingungen (entsprechend dem vorgegebenen statistischen Ionosphärenmodell) kann die angegebene mittlere Signalstärke bis zu ±2 dBm schwanken. Diese Variation ist eindeutig geringer als die Unterschiede in der Signalstärke verschiedener Ausbreitungsmoden. Die Variationen der Signalstärke, die durch unterschiedliche Kopplungseigenschaften der Moden bei der Seitenreflexion zu erwarten sind, können kleiner als die nach Abbildung 11 zu erwartenden Differenzen angenommen werden (vgl. Abschn. 5.3).

In Abbildung 12 ist die berechnete Zuverlässigkeit oder die sogenannte Gewichtsfunktion PR wiedergegeben. Hieraus ist zu erkennen, daß die beiden Moden 5-3 und 5-5 die höchste Zuverlässigkeit bei der Positionsbestimmung von Seitenreflexionsgebieten besitzen. Der geringe Unterschied zwischen der Gewichtsfunktion des Modes 5-3 und des Modes 5-5 läßt jedoch keine signifikante Aussage zu, welcher dieser beiden Moden die höhere Zuverlässigkeit besitzt. Aus den in Abschnitt 5.5 vorgenommenen Auswertungen von Beobachtungsergebnissen ist jedoch zu schließen, daß bei der Positionsbestimmung günstigere Ergebnisse erwartet werden können, wenn der Mode 5-5 für die Datenauswertung herangezogen wird.

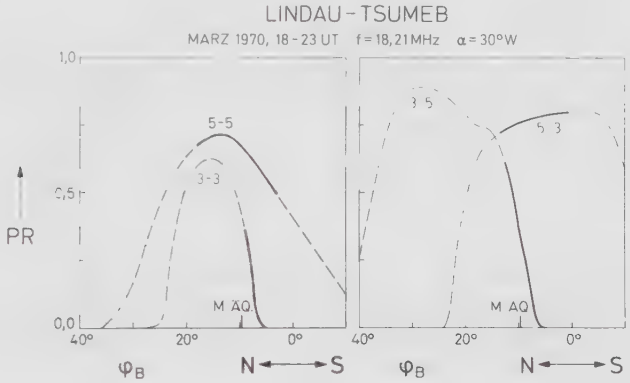


Abb. 12 Gewichtsfunktion PR.
——— Laufzeitbereich 31 - 33 ms,
M.ÄQ. = magnetischer Äquator.

Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben ist, kann für das vorgegebene Ionosphärenmodell ebenfalls die zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte für die Positionsbestimmung berechnet werden. In Abbildung 13 ist für den Ausbreitungsmode 5-5 diese zweidimensionale Verteilungsdichte für eine Einzelmessung des Azimutwinkels α bei drei verschiedenen Laufzeitwerten t' angegeben. Die Wahrscheinlichkeit, den Seitenreflexionspunkt in einem 1^{o} breiten Streifen um diese dargestellten Kurven zu finden, ist durch Kursivziffern gekennzeichnet. Die Konfidenzgrenzen, die angeben, mit welcher statistischen Sicherheit der Seitenreflexionspunkt innerhalb des durch die Kurven eingeschlossenen Gebietes gefunden wird, sind durch %-Werte ausgewiesen. Die unterschiedliche Form der

für die drei Laufzeiten t' = 31, 32 und 33 ms berechneten Diagramme ist einmal durch den Meßfehler bei der Bestimmung des Azimutwinkels α bedingt. Der Meßfehler des in Lindau gemessenen Azimutwinkels α führt bei zunehmender Entfernung vom Sender Lindau zu einer zonalen Verbreiterung der Verteilungsdichte. Weiterhin entstehen Unsymmetrien durch horizontale Gradienten der Elektronendichte entlang der Ausbreitungsstrecke.

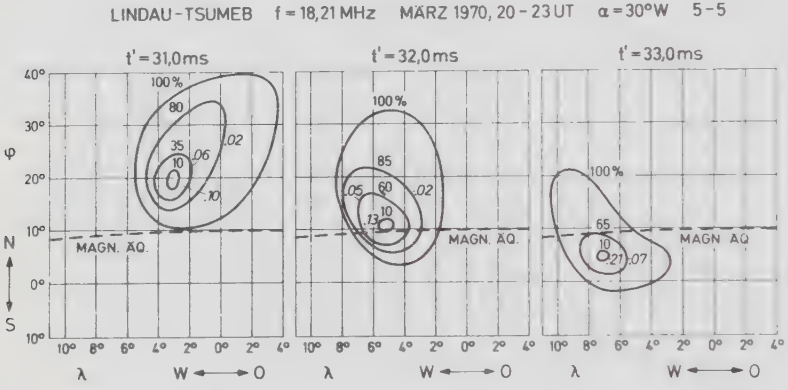


Abb. 13 Zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte bei der Positionsbestimmung für α = 30° W und t' = 31, 32 und 33 ms. Die Wahrscheinlichkeitsdichte ist durch Kursivziffern angegeben und die Konfidenzgrenzen sind durch %-Werte dargestellt.

Die Standardabweichungen dieser zweidimensionalen Verteilungen, die ungefähr durch den 60 %-Pegel angegeben werden, sind etwa ±5° in N-S-Richtung und etwa ±1,5° in W-O-Richtung. Für den 5-3 Mode ergeben sich ähnliche Kurven, die bei der Laufzeit t' = 32 ms um etwa 3° nach Süden verschoben sind, während die mittlere Position in W-O-Richtung nur unwesentlich verändert wird. Da aus den statistischen Rechnungen nicht mit Sicherheit entschieden werden kann, ob der 5-3 Mode oder der 5-5 Mode eine höhere Zuverlässigkeit besitzt, vergrößert sich der statistische Fehler in meridionaler Richtung bei einer Einzelmessung auf etwa ±6°.

Die wahrscheinlichste Position eines Seitenreflexionspunktes, die für ein Meßwertepaar (t',α) berechnet werden kann, ist durch das Zentrum der Kurvenscharen in Abbildung 13 gegeben. Es zeigt sich, daß für eine näherungsweise Berechnung der wahrscheinlichsten Position die Mittelwerte des Ionosphären-

profils angesetzt werden können, so daß sich die Rechnung wesentlich abkürzen läßt.

Der relativ große absolute Fehler einer Einzelmessung tritt bei der Bildung von Kollektiven von Einzelmeßwerten nicht mehr in diesem Maße in Erscheinung, da sich hier die Standardabweichung des Mittelwertes der Verteilung mit der umgekehrten Quadratwurzel der Anzahl der Meßwerte verringert. Relevante Ergebnisse können also für eine ausreichend große Zahl von Meßwerten erhalten werden. Ebenso tritt für die Messung von relativen Größen (wie z.B. die in den Abschn. 5.4 und 5.5 angewendete Bestimmung der Geschwindigkeit und der horizontalen Wellenlänge von Irregularitätengruppen) der absolute Fehler nur in untergeordneter Weise in Erscheinung.

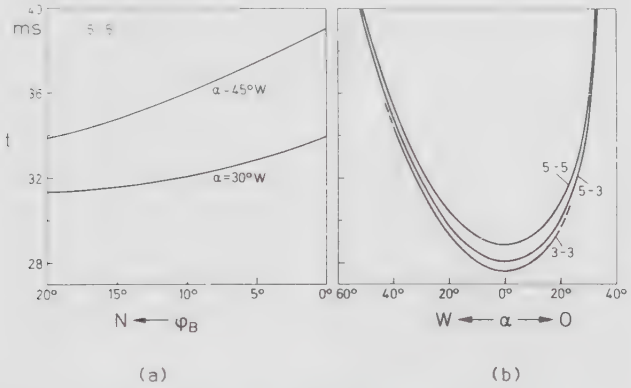


Abb. 14 Laufzeit t' als Funktion der geographischen Breite φ_B und des Azimutwinkels α. In Abbildung 14b ist der Seitenreflexionspunkt auf den Reflexionskurven $\vartheta' = 0^o$ angenommen (s. Abb. 16).

Nimmt man die Mittelwerte der Ionosphärenparameter zur Berechnung der für die Positionsbestimmung notwendigen Beziehung (5.28), erhält man die in Abbildung 14a gezeigten Kurven. Für vorgegebene Winkel α ist damit für jeden Mode der zugehörige Koeffizientensatz b_{ik} zu berechnen, so daß die in Abschnitt 5.2.1 beschriebene Methode zur Bestimmung der Koordinaten φ_B und λ_B Anwendung finden kann.

Weiterhin ist in Abbildung 14b die als Funktion des Azimutwinkels α berechnete Laufzeit t' aufgetragen. Der Seitenreflexionspunkt ist hier auf der nach

Abschnitt 5.3 berechneten Reflexionskurve $\vartheta' = 0^{\circ}$ angenommen. Diese Darstellung zeigt, daß die Impulsauflösung von 0,2 ms eine Winkelbestimmung in der Nähe des Großkreises ($\alpha \approx 0^{\circ}$) nicht zuläßt, da sich dort Seitenwege ($\alpha \neq 0^{\circ}$) und Großkreiswege ($\alpha = 0^{\circ}$) überlagern. Dieser Bereich ist der sogenannte Großkreisbereich (s. Kap. 3).

5.3. Berechnung der Reflexionskurven

Wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt ist, erstrecken sich die Elektronendichtekonturen von Small-Scale-Irregularitäten des Spread-F in Richtung des erdmagnetischen Feldes. Bei Totalreflexion und Streuung ergeben sich durch diese Anisotropie der Elektronendichte Vorzugsrichtungen für die Ausbreitung, die durch die Bedingung der Gleichheit von Einfallswinkel und Ausfallswinkel festgelegt sind. Wegen der Magnetfeldausrichtung der Elektronendichtekonturen lassen sich diese Winkel einfach definieren (s. Abb. 15): Der Einfallswinkel ϑ_1 ist der Winkel zwischen der Wellennormalen $\underline{k}_1$ der Strecke A_1' - B und dem Erdmagnetfeldvektor $\underline{F}$ im Reflexionspunkt B. In gleicher Weise ist der Ausfallswinkel ϑ_2 definiert als der Winkel zwischen der Wellennormalen $\underline{k}_2$ der Strecke B - A_2' und der Richtung des Erdmagnetfeldes $\underline{F}$.

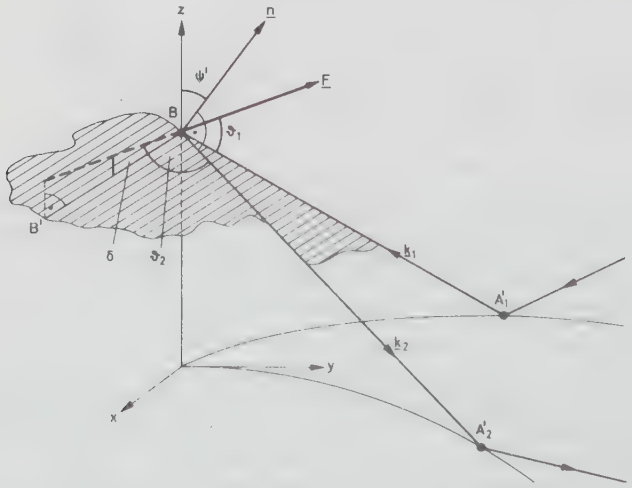


Abb. 15 Geometrie der Seitenreflexion am magnetischen Äquator. Die Ausbreitungsrichtungen des einfallenden bzw. des ausfallenden Strahls sind durch $\underline{k}_1$ bzw. $\underline{k}_2$ dargestellt. $\underline{F}$ ist der Erdmagnetfeldvektor und $\underline{n}$ ist der Normalenvektor der Ausbreitungsebene A_1' - B - A_2'.

Für die Reflexion im Punkt B ist weiterhin die Bedingung zu erfüllen, daß die Ausbreitungsebene $A_1' - B - A_2'$ senkrecht auf den Flächen konstanter Elektronendichte in den Irregularitäten steht. Der Normalenvektor $\underline{n}$ der Ausbreitungsebene $A_1' - B - A_2'$ muß also in einer solchen Niveaufläche der Irregularitäten liegen. Um Angaben über die notwendige Schräglage der Niveaufläche zu erhalten, wird der Winkel ψ' zwischen der Normalen $\underline{n}$ der Ausbreitungsebene und der Senkrechten z im Punkt B definiert. Der Schräglagenwinkel $\psi = 90^\circ - \psi'$ gibt dann die Neigung der Niveaufläche gegen die Horizontale an. Weiterhin ist zur Erfüllung der optimalen Reflexions- und Streubedingung notwendig, daß der Vektor des Erdmagnetfeldes $\underline{F}$ in der Ausbreitungsebene $A_1' - B - A_2'$ liegt. Die Abweichung von dieser Bedingung ist durch den Winkel δ bestimmt, der als der Winkel zwischen der Magnetfeldrichtung und der Projektion $B' - \acute{B}$ der Magnetfeldrichtung in die Ausbreitungsebene $A_1' - B - A_2'$ definiert ist.

Für die Berechnung der charakteristischen Winkel $\vartheta_{1,2}$, ψ' und δ ist es günstig, in einem karthesischen Koordinatensystem zu rechnen, dessen Nullpunkt im Erdmittelpunkt liegt (geozentrisches System). Die Ausbreitungsvektoren $\underline{k}_1$ und $\underline{k}_2$, die Senkrechte z sowie der Vektor $\underline{F}$ des Erdmagnetfeldes und die Flächennormale $\underline{n}$ sind in diesem Koordinatensystem festzulegen. Zur Bestimmung des Erdmagnetfeldvektors $\underline{F}$ müssen Angaben für die Deklination und Inklination als Funktion der Höhe und der geographischen Koordinaten vorliegen, die ebenso in das geozentrische System umzurechnen sind. Die Werte für Deklination und Inklination sind mit einem von LENHART (1968) entwickelten Rechenprogramm, das auf der Kugelfunktionsanalyse von POGO-Satellitendaten aufbaut, zu bestimmen. Die charakteristischen Winkel können dann einfach nach der Vektoralgebra berechnet werden.

Die hier zur Winkelberechnung angewendete Methode geht von einer geradlinigen Ausbreitung auf den Strecken $A_1' - B$ und $B - A_2'$ aus. Diese Voraussetzung ist aus mehreren Gründen in guter Näherung gültig.

Es wird hier eine Reflexion oder Streuung an starken (oder überdichten) Irregularitäten betrachtet, wobei zu bemerken ist, daß nach Kapitel 6 eine Reflexion wesentlich wahrscheinlicher ist als eine Streuung. Die Elektronendichteirregularitäten sind nach Beobachtungen am Äquator (FARLEY et al., 1970) in einer schwachen Grundionisation eingebettet. Die betrachteten Irregularitäten des vor Mitternacht auftretenden Range-Spread-F werden hauptsächlich an der Unterkante der F-Schicht, d.h. besonders in Gebieten geringer Umgebungsionisation, beobachtet (DAVIS, 1972). Aus diesem Grunde ist anzunehmen, daß die Strahlablenkung bei Seitenreflexion in einem sehr kleinen Raumbereich in den

Irregularitäten mit Abmessungen von maximal einigen zehn Kilometern erfolgt. Dieser Raumbereich, auch Seitenreflexionsgebiet genannt, stellt die feldlinienausgerichtete Irregularität dar.

Da für die Berechnungen im folgenden nur Bereiche von Interesse sind, für die in guter Näherung die Bedingung $\vartheta_1 = \vartheta_2$ gilt, kann bei Reflexionsausbreitung innerhalb der Irregularität das Theorem von Breit und Tuve Anwendung finden, das eine geradlinige Strahlwegbeschreibung mit dem scheinbaren Reflexionspunkt an der Spitze eines gleichschenkligen Dreiecks erlaubt (DAVIES, 1965). Die Ungenauigkeit, die sich dadurch ergibt, daß hier der scheinbare Reflexionspunkt statt des Mittelpunktes der Irregularität angenommen wird, ist kleiner als einige zehn Kilometer und fällt damit gegenüber der statistischen Ungenauigkeit (s. Abb. 13) kaum ins Gewicht. Selbst bei exakter Berechnung des gekrümmten Strahlweges in einer Irregularität kann die Definition, die Winkel ϑ_1 und ϑ_2 zwischen Ausbreitungsrichtung und Niveauflächen der Ionisation festzulegen, weiterhin aufrechterhalten bleiben. Die Bedingung der Winkelgleichheit, gemessen an einer feldlinienausgerichteten Niveaufläche, gilt auch für einen gekrümmten Strahlweg in einer über einige zehn Kilometer in Magnetfeldrichtung ausgedehnten, relativ homogenen Irregularität.

Mit Hilfe der skizzierten Methode können unter Voraussetzung eines mittleren Ionosphärenprofils (Mittelwerte der Tabelle 1, S. 38) für jeden Ausbreitungsmode und jeden angenommenen Seitenreflexionspunkt die charakteristischen Winkel berechnet werden. In einem geographischen Koordinatennetz (φ,λ) ergeben sich dann die sogenannten Reflexionskurven (Abb. 16), die in gleicher Weise die charakteristischen Winkel für Totalreflexion wie auch für einen Streuprozeß angeben.

Der Großkreis $\psi = 0^\circ$ (d.h. horizontale Lage der Elektronendichtekonturen) zwischen Lindau und Tsumeb trennt die Kurven in einen westlichen Teil ($\psi > 0^\circ$) und in einen östlichen Teil ($\psi < 0^\circ$). Optimale Reflexionsbedingungen ergeben sich, wenn neben der Winkeldifferenz $\vartheta' = \vartheta_2 - \vartheta_1 = 0^\circ$ auch der Winkel $\delta = 0^\circ$ wird, zugleich aber auch die durch ψ angegebene Neigung der Elektronendichteniveaufläche erreicht wird. Für den Mode 5-5 wird die optimale Bedingung $\delta = \vartheta' = 0^\circ$ bei etwa $\lambda = 18^\circ$ W und $\lambda = 18^\circ$ O erreicht. Erlaubt man kleine Abweichungen von der Bedingung $\delta = \vartheta' = 0^\circ$, kann im gesamten Bereich in der Nähe des magnetischen Äquators westlich des Großkreises ab etwa $\lambda = 10^\circ$ O mit guten Seitenreflexionsbedingungen gerechnet werden. Östlich des Großkreises ist bis etwa $\lambda = 30^\circ$ O mit ähnlichen Bedingungen zu rechnen, jedoch verschlech-

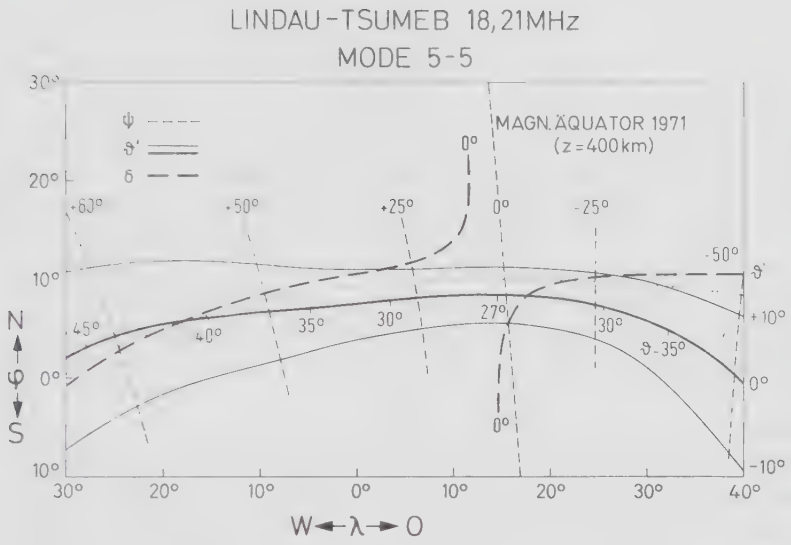


Abb. 16 Reflexionskurven im geographischen Koordinatensystem. Schräglagenwinkel ψ (= 90° - ψ'), Differenz $\vartheta' = \vartheta_2 - \vartheta_1$ zwischen Ausfalls- und Einfallswinkel sowie Winkel δ zwischen Erdmagnetfeldrichtung und Ausbreitungsebene.

tern sich die Verhältnisse für größere Ostabweichungen. Wie Vergleiche mit Beobachtungsergebnissen zeigen (vgl. Abschn. 5.5), ist aber auch die Einhaltung der geforderten Schichtneigung ψ als eine wesentliche Voraussetzung für die Seitenreflexion anzusehen. Es zeigt sich, daß optimale Reflexionsbedingungen für $\psi \approx 25^\circ - 35^\circ$ erreicht werden können, d.h. seitenreflektierende Irregularitäten werden bevorzugt im Längenbereich zwischen $\lambda \approx 5^\circ$ O und $\lambda \approx 5^\circ$ W beobachtet.

Die Berechnungen der Reflexionskurven für andere Ausbreitungsmoden zeigen eine nur unwesentliche Abweichung von der in Abbildung 16 wiedergegebenen Charakteristik, die für den 5-5 Mode berechnet wurde. So sind z.B. die Reflexionskurven $\vartheta' = 0^\circ$ und $\delta = 0^\circ$ für den 5-3 Mode nur um etwa 2° nach Norden verschoben. Ebenso bewirken statistische Änderungen der Ausbreitungsparameter außerhalb der äquatorialen Ionosphäre nur eine unwesentliche Verschiebung der Reflexionskurven. Für die in Tabelle 1 (S. 38) angegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen schwanken die Reflexionskurven nicht mehr als $\pm 0{,}5^\circ$ in N-S-Richtung.

Diese nur geringen Abweichungen lassen sich leicht anschaulich deuten: Eine Verschiebung des Reflexionspunktes um 1° in Nord- oder Südrichtung ist in der Nähe des magnetischen Äquators mit einer Änderung der Inklination um etwa $\pm 2^{\circ}$ verbunden. Zugleich tritt bei Nord-Süd-Verschiebungen auch eine Änderung des Einfallswinkels und entsprechend eine entgegengesetzte Änderung des Ausfallswinkels auf. Beide Effekte können sich verstärken, so daß die Winkeldifferenz ϑ' schon durch kleine Ortsänderungen des Seitenreflexionspunktes B stark verändert wird. Für unterschiedliche Moden wird sich die wesentliche Bedingung $\vartheta' = 0^{\circ}$ also immer in einem relativ engen Bereich in der Nähe des magnetischen Äquators finden lassen. Da Spread-F-Irregularitäten in einem Breitenbereich bis zu $\pm 20^{\circ}$ vom magnetischen Äquator auftreten und N-S-Ausdehnungen einzelner Irregularitäten bis zu 1000 km beobachtet wurden (ELKINS, 1970), können die in Abschnitt 5.2.2 erwähnten Kopplungsbedingungen für jeden Ausbreitungsmode in gleicher Weise erfüllt werden.

5.4. Reduktion von Geschwindigkeitskomponenten

Die in Abbildung 8 dargestellte zeitliche Variation von Echospuren deutet auf eine konsistente Änderung der Position von Seitenreflexionspunkten hin. Die gemessenen Laufzeitänderungen $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ sind negativ für Echospuren, die westlich des Großkreises beobachtet werden, während bei östlich des Großkreises beobachteten Echospuren positive Laufzeitänderungen auftreten. Gleichzeitig wird bei östlichen wie auch bei westlichen Echospuren eine in östliche Richtung zeigende Änderung des Azimutwinkels beobachtet. Diese Variationen weisen eindeutig auf eine ostwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente der Irregularitäten hin, die außerdem von einer abwärts gerichteten Geschwindigkeitskomponente überlagert ist. Beide Geschwindigkeitskomponenten können aus den Beobachtungswerten berechnet werden.

Die Bestimmung der Geschwindigkeit könnte prinzipiell aus der zeitlichen Variation der Koordinaten φ_B und λ_B erfolgen. Hier ist jedoch der Rechenaufwand sehr hoch und es ist günstiger, den weniger aufwendigen Weg einzuschlagen, die Geschwindigkeit direkt aus den Meßwerten zu berechnen. Außerdem würden wegen der Empfindlichkeit der Breitenbestimmung gegen Schwankungen der Ionosphärenparameter (s. Abb. 13) in vielen Fällen meridionale Bewegungen des Seitenreflexionspunktes vorgetäuscht. Die aus direkten Messungen am Äquator bestätigte Feststellung (FARLEY et al., 1970), daß im wesentlichen ostwärts und abwärts gerichtete Geschwindigkeiten von Irregularitäten auftreten, vereinfacht die Bestimmung der Geschwindigkeit erheblich.

Das Verfahren beruht auf der Messung der zeitlichen Variation der Laufzeit $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$, die als Funktion des Azimutwinkels (und der Laufzeit selbst) gemessen wird. Die angewendete Vereinfachung, den Seitenreflexionspunkt auf den magnetischen Äquator zu legen, verursacht einen vernachlässigbaren Fehler, da in Gebieten optimaler Seitenreflexionsbedingungen die Reflexionskurven in unmittelbarer Nähe des magnetischen Äquators verlaufen. Ebenso ist die Wahl des Ausbreitungsmodes von nur geringem Einfluß auf die Genauigkeit des Verfahrens, da die Laufzeitvariation $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ in ausreichender Näherung für jeden Ausbreitungsmode als gleich groß angenommen werden kann.

Es sei ein topozentrisches, karthesisches Koordinatensystem mit x-Achse in Südrichtung (magn.), y-Achse in Ostrichtung und z-Achse in vertikaler Richtung vorgegeben (Abb. 15). Der Nullpunkt dieses Koordinatensystems liege auf der Erdoberfläche unterhalb des Seitenreflexionspunktes B, der durch die Koordinate $\varphi_B(\alpha)$ auf den magnetischen Äquator festgelegt sein soll. Die seitenreflektierenden Irregularitäten haben eine horizontale Geschwindigkeit $u_0 = \frac{dy}{dt}$ ($\frac{dx}{dt}$ sei 0) und eine vertikale Geschwindigkeit $u_z = \frac{dz}{dt}$. Die gemessene Laufzeitänderung $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ setzt sich dann aus zwei Komponenten zusammen:

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = f^y(u_0, z_B, \varphi_B, \alpha) + f^z(u_z, z_B, \varphi_B, \alpha), \tag{5.40}$$

wobei die durch die horizontale Geschwindigkeit u_0 bewirkte Laufzeitänderung $f^y = \frac{dt'_y}{dt}$ und die durch die vertikale Geschwindigkeit u_z bewirkte Änderung $f^z = \frac{dt'_z}{dt}$ noch von der Höhe z_B sowie den Koordinaten des Seitenreflexionspunktes abhängen (hier durch φ_B und α angegeben).

Die Änderung des Azimutwinkels ist für jedes u_0 definiert:

$$\frac{d\alpha}{dt} = f(u_0, \varphi_B, \alpha). \tag{5.41}$$

Für ein Wertepaar α und $\frac{d\alpha}{dt}$ kann dann mit Hilfe der inversen Funktion

$$\frac{dy}{dt} = g(\frac{d\alpha}{dt}, \varphi_B, \alpha) \tag{5.42}$$

die Ostkomponente der Geschwindigkeit $u_0 = \frac{dy}{dt}$ direkt bestimmt werden.

Im allgemeinen reicht die Genauigkeit des angewendeten Beobachtungsverfahrens nicht aus, um die zeitliche Variation des Azimutwinkels $\frac{\Delta\alpha}{\Delta t}$ ($\rightarrow \frac{d\alpha}{dt}$) genügend genau angeben zu können. Es erweist sich als günstiger, auf die Variation der Laufzeit zurückzugreifen, die mit ausreichender Genauigkeit zu messen ist. Zum anderen

ist es in diesem Fall möglich, zusätzlich die vertikale Geschwindigkeit zu bestimmen.

Die zeitliche Variation f^y kann geschrieben werden

$$f^y = \frac{dt'_y}{dt} = \frac{dt'_y}{d\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dt}, \tag{5.43}$$

so daß mit (5.40) folgt:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{d\alpha}{dt'_y} \cdot \left(\frac{\Delta t'}{\Delta t} - f^z\right). \tag{5.44}$$

Die Größe $\frac{d\alpha}{dt'_y}$ wird nach Abschnitt 5.2 aus der Funktion $t'(\alpha)$ (hier = $t'_y(\alpha)$) berechnet. Ist $f^z = \frac{dt'_z}{dt}$ bekannt, kann nach (5.44) für jeden Meßwert $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ und das zugehörige t' bzw. α die Winkelvariation $\frac{d\alpha}{dt}$ angegeben werden, so daß nach (5.42) die Ostkomponente der Geschwindigkeit u_0 zu bestimmen ist. Die Größe f^z wird aus der Streckengeometrie als Funktion von α, φ_B und u_z berechnet, wobei für u_z mit anderen Meßmethoden beobachtete Werte eingesetzt werden können.

Es ist jedoch möglich, die Größe f^z direkt aus den Messungen bei transäquatorialer Ausbreitung zu bestimmen, indem die Laufzeitvariationen westlich und östlich des Großkreises verglichen werden. Für diese Überlegungen wird angenommen, daß die Ausbreitungsbedingungen und die Charakteristika der Irregularitäten (wie z.B. Geschwindigkeit und Häufigkeit des Auftretens) im Mittel westlich und östlich des Großkreises gleich sind. Damit bewirkt eine östlich gerichtete Geschwindigkeit u_0 eine negative Laufzeitvariation $-f^y_W$ westlich des Großkreises und eine positive Laufzeitvariation $+f^y_0$ östlich des Großkreises. Eine in z-Richtung weisende Geschwindigkeit u_z verursacht dagegen sowohl westlich als auch östlich des Großkreises immer eine gleichsinnige Laufzeitvariation f^z_W und f^z_0. Für die gemessene Laufzeitvariation $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ ergibt sich dann für westliche Ausbreitungswege

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}\Big|_W = -f^y_W + f^z_W = -\frac{dt'_y}{dt}\Big|_W + \frac{dt'_z}{dt}\Big|_W \tag{5.45}$$

und für östliche Ausbreitungswege

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t}\Big|_0 = f^y_0 + f^z_0 = \frac{dt'_y}{dt}\Big|_0 + \frac{dt'_z}{dt}\Big|_0 . \tag{5.46}$$

Für etwa die gleiche Azimutabweichung östlich und westlich des Großkreises kann wegen der relativ guten Symmetrie der Ausbreitungswege in Bezug auf den

magnetischen Äquator (s. Abb. 3 und 16) angenommen werden, daß folgende Beziehungen gelten:

$$|f_O^Y| = |f_W^Y| \tag{5.47}$$

und

$$f_O^Z = f_W^Z = f^Z . \tag{5.48}$$

Unter Benutzung dieser Beziehungen folgt aus der Addition der Gleichungen (5.45) und (5.46):

$$f^Z = \frac{dt'_Z}{dt} = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta t'}{\Delta t}\Big|_O + \frac{\Delta t'}{\Delta t}\Big|_W\right) . \tag{5.49}$$

Die Beobachtungen zeigen, daß die östliche Laufzeitvariation positiv und die westliche negativ ist. Die Absolutwerte beider Variationen sind nicht gleich ($|\frac{\Delta t'}{\Delta t}|_W > |\frac{\Delta t'}{\Delta t}|_O$), so daß f^Z aus der Differenz der östlichen und westlichen Variation folgt.

Da die Gleichung (5.49) nach der Grundbeziehung (5.40) vom Azimutwinkel α abhängig ist, kann sie nicht benutzt werden, um die Größe f^Z direkt aus mittleren Werten von $\frac{\Delta t'}{\Delta t}|_O$ und $\frac{\Delta t'}{\Delta t}|_W$ zu berechnen. Es ist notwendig, jedes einzelne Meßwertepaar $\frac{\Delta t'}{\Delta t}$ und α mit Hilfe der Gleichung (5.40) umzurechnen, indem ein Basiswert für f^Z eingesetzt wird, der aus einem vorgegebenen Wert u_z zu berechnen ist. Für einen aus genügend Wertepaaren bestehenden Meßwertesatz (z.B. Monatsmittel) erhält man dann zwei reduzierte Häufigkeitsverteilungen f_O^Y und f_W^Y. Daraufhin muß getestet werden, ob die Beziehung (5.47), die die wesentliche Bedingung für Gleichung (5.49) darstellt, für die reduzierten Verteilungen erfüllt wird. Dieser Test kann entweder erfolgen, indem (5.47) für die Medianwerte erfüllt wird oder indem versucht wird, die beiden Verteilungen f_O^Y und f_W^Y durch ein numerisches Verfahren optimal einander anzupassen. Für den Fall der optimalen Anpassung ergeben sich zwei zugehörige Verteilungen der Laufzeitvariationen für östliche und westliche Beobachtungen, aus denen eine mittlere Verteilung der ostwärts gerichteten Geschwindigkeit u_O und ein mittlerer Wert für u_z folgt.

In die Genauigkeit dieser Geschwindigkeitsbestimmung geht in erster Linie die Genauigkeit der Laufzeitmessung ein, da Differenzen betrachtet werden und die Genauigkeit bei der Bestimmung der absoluten Position sich nur in untergeordneter Weise auswirkt. Bei Großkreisabweichungen $\alpha \approx 30^o$ ist abzuschätzen, daß bei einem Fehler der Laufzeitmessung $\delta t' \approx \pm 0{,}05$ ms die Ungenauigkeit bei der Geschwindigkeitsbestimmung etwa ±10 % ist. Hierzu ist allerdings eine durchaus zulässige gleitende Mittelwertbildung über mehrere Meßintervalle notwendig.

5.5. Auswertung von Beobachtungsergebnissen

Entsprechend der in den vorhergehenden Abschnitten angegebenen Auswertemethode können als wesentliche Ergebnisse die geographische Position und die Geschwindigkeit von seitenreflektierenden Irregularitäten bestimmt werden. Aufgrund der Berechnung der wahrscheinlichsten Position einer Irregularität erhält man im Monatsmittel eine zweidimensionale Häufigkeitsverteilung. Da der größte Teil der Seitenwege zwischen $\alpha = 20^{\circ}$ W und 40° W beobachtet wurde, kann die in Abbildung 12 für $\alpha = 30^{\circ}$ W angegebene Gewichtsfunktion PR herangezogen werden, um die je Übertragungsweg berechnete Position mit den entsprechenden Gewichten zu versehen. Die gewichtete Häufigkeitsverteilung der Positionen wird in eine meridionale Verteilung umgerechnet, indem die Positionen nach ihrem Winkelabstand Φ' vom magnetischen Äquator sortiert werden. Die so erhaltene Verteilung ist für alle im März 1970 beobachteten Westabweichungen in Abbildung 17 dargestellt. Der Mittelwert dieser Verteilung liegt bei $\Phi' \approx 0{,}2^{\circ}$ S, d.h. ziemlich genau auf dem magnetischen Äquator. Die Streuung der Verteilung ist $\pm 6{,}75^{\circ}$. Vergleicht man den Mittelwert mit den aus den Reflexionskurven der Abbildung 16 erwarteten Werten, stellt man eine recht gute Übereinstimmung fest.

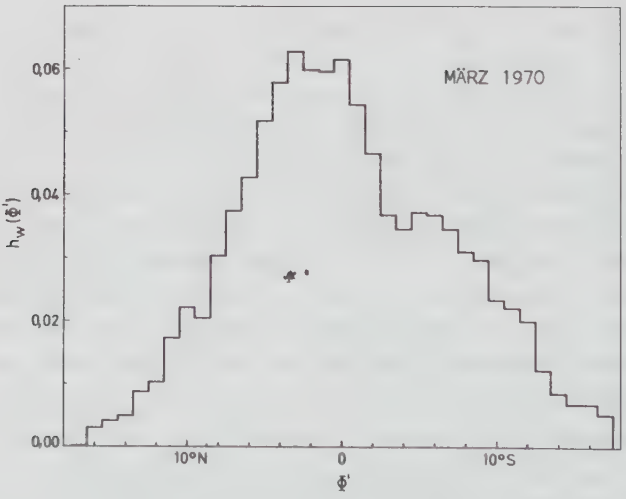


Abb. 17 Meridionale Verteilung $h_W(\Phi')$ der beobachteten Seitenreflexionspunkte. Φ' ist der Winkelabstand vom magnetischen Äquator.

Es muß sogar angenommen werden, daß die Streuung der Verteilung im wesentlichen durch eine Streuung der Ionosphärenparameter entlang des Ausbreitungsweges außerhalb der äquatorialen Ionosphäre bedingt ist und nicht durch eine Streuung in der Position von seitenreflektierenden Irregularitäten. Diese Vermutung wird dadurch bekräftigt, daß die nach der Monte-Carlo-Methode berechnete Streuung von $\pm 6^{\circ}$ etwa mit der gemessenen Streuung übereinstimmt.

Für die gewichtete Häufigkeitsverteilung $h_W(\Phi')$ wurden 224 Meßwerte herangezogen, so daß der mittlere Fehler des Mittelwertes bei etwa $\pm 0{,}5^{\circ}$ liegt. Entsprechend der Gewichtung setzt sich diese Verteilung zu 38 % aus der Positionsbestimmung durch den 5-3 Mode und zu 29 % durch den 5-5 Mode zusammen. Der Rest entfällt zu jeweils weniger als 10 % auf die Moden 7-3, 3-7, 3-5 und 3-3 (geordnet nach dem Prozentsatz). Die Moden 5-3 und 5-5 überdecken also alle anderen Moden. Obwohl jedoch das Gewicht des 5-3 Modes am größten ist, stimmt der Mittelwert des 5-5 Modes, der bei $\Phi' = 2{,}1^{\circ}$ N liegt, am besten mit dem gewichteten Mittelwert bei $\Phi' = 0{,}2^{\circ}$ S überein. Zur Bestimmung der mittleren Position kann daher zur Vereinfachung allein auf den 5-5 Mode zurückgegriffen werden, dessen berechnete Streuung ($\pm 5^{\circ}$) und gemessene Streuung ($\pm 5{,}7^{\circ}$) ebenfalls gut übereinstimmen. Wie Beobachtungen der Großkreisausbreitung zeigen (RÖTTGER, 1971a), liegen in den Stunden nach Sonnenuntergang die Erhebungswinkel in Tsumeb zwischen 12° und 25°. Dieses Ergebnis deutet ebenfalls eher auf einen 5F-Weg (5-5) als auf einen 4F-Weg (5-3) hin.

Die aus den Reflexionskurven (Abb. 16) abzuleitende Annahme, daß die Seitenreflexionen in einem eng begrenzten Gebiet in der unmittelbaren Umgebung des magnetischen Äquators entstehen, kann durch einen weiteren Vergleich bekräftigt werden. Nimmt man einen festen Seitenreflexionspunkt auf der Reflexionskurve an, z.B. bei $\varphi_B = 7^{\circ}$ N und $\lambda_B = 6^{\circ}$ W (entsprechend $\alpha \simeq 30^{\circ}$ W), kann man für das vorgegebene statistische Ionosphärenmodell die zu erwartende Laufzeitverteilung berechnen. In Abbildung 18 ist diese für den 5-5 Mode berechnete Laufzeitverteilung $w(t')$ mit der im Bereich $\alpha = 28^{\circ} - 35^{\circ}$ W gemessenen Laufzeitverteilung verglichen. Die im Rahmen der vorliegenden Meßwertezahl gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung bestätigt die Behauptung, daß die Seitenreflexionen in der unmittelbaren Umgebung des magnetischen Äquators verursacht werden.

Beobachtet man die wahrscheinlichste Position eines Seitenreflexionspunktes über einen längeren Zeitraum, erhält man eine in Abbildung 19 wiedergegebene Darstellung, die für die in Abbildung 8 angegebene Auswertung berechnet wurde. Hier ist klar zu erkennen, daß die Seitenreflexionen periodisch in West-Ost-

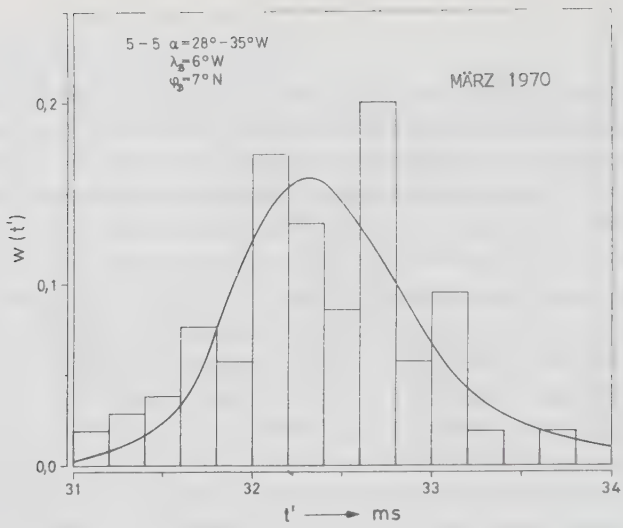


Abb. 18 Vergleich der gemessenen und berechneten Laufzeitverteilung.

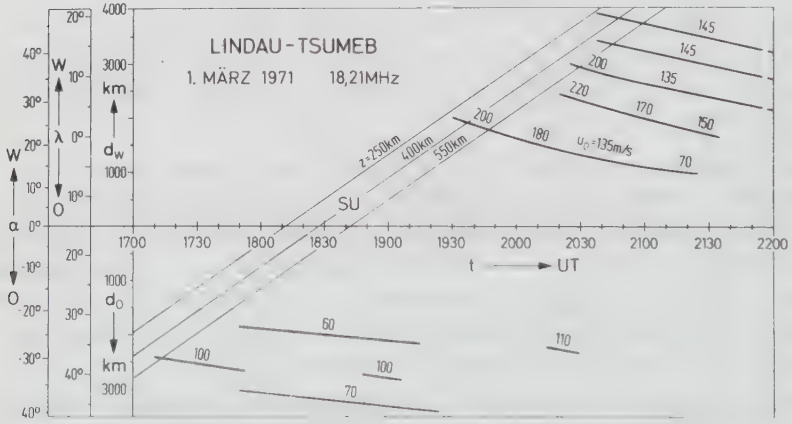


Abb. 19 Zeitliche Variation der Position von Seitenreflexionspunkten. Die Ordinate α ist der in Lindau gemessene Azimutwinkel, λ ist die geographische Länge. d_W bzw. d_O ist die Entfernung eines Seitenreflexionspunktes in West- bzw. Ostrichtung entlang des magnetischen Äquators (gemessen vom Kreuzungspunkt des Großkreises mit dem magnetischen Äquator). SU = Sonnenuntergang in den angegebenen Höhen z am magnetischen Äquator.

Richtung auftreten (z.B. 2100 UT) und sowohl im Osten ($\alpha < 0^{\circ}$) als auch im Westen ($\alpha > 0^{\circ}$) eine östliche Geschwindigkeit u_0 haben, obwohl die Entstehungsphase mit dem Sonnenuntergang in westliche Richtung läuft. Die geographische Breite dieser Seitenreflexionen liegt in der Nähe der in Abbildung 16 angegebenen Reflexionskurve $\vartheta' = 0^{\circ}$.

Aufbauend auf dieser Art der Auswertung können Monatsmittel für verschiedene Parameter der seitenreflektierenden Irregularitäten angegeben werden. Abbildung 20 zeigt den Zeitraum, in dem einzelne Spuren, d.h. Large-Scale-Irregularitäten, verfolgt werden können. Diese Zeit ist als die sogenannte Lebensdauer von seitenreflektierenden Irregularitätenwolken zu verstehen. Hieraus ist eine mittlere Lebensdauer von etwa 15 - 20 min zu entnehmen und die maximal beobachtete Lebensdauer liegt bei etwa 2 h.

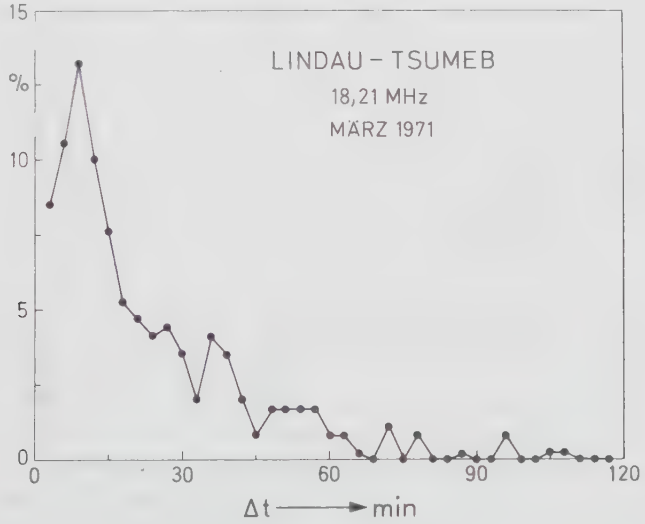


Abb. 20 Lebensdauer Δt von Irregularitätenwolken.

Beobachtet man den Zeitpunkt des Entstehens einer Irregularität als Funktion der Zeit nach dem lokalen Sonnenuntergang am Entstehungsort, stellt man fest, daß keine Irregularitäten vor Sonnenuntergang in F-Schicht-Höhe entstehen. Das Maximum der Entstehungsphase liegt zwischen 30 min und 60 min nach Sonnenuntergang (RÖTTGER, 1972a).

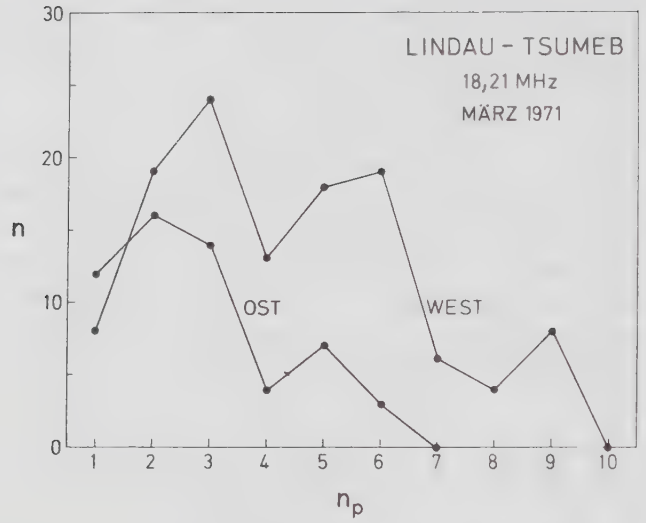


Abb. 21 Beobachtete Periodenanzahl n_p von Wellenstrukturen im äquatorialen Spread-F.
n ist die Anzahl der Beobachtungswerte pro Zeitintervall von 15 min (entsprechend der mittleren Lebensdauer einer Irregularitätenformation).

In Abbildung 21 ist die Zahl der gleichzeitig in der gesamten untersuchten Äquatorzone beobachteten Spuren angegeben. Stellt man sich die in Abbildung 19 dargestellte Gruppe von Irregularitäten als eine ostwärts laufende Welle vor, kann die Zahl der beobachteten Spuren als Anzahl n_p der beobachteten Perioden dieser Welle interpretiert werden. In entsprechender Weise wird die Wellenlänge dieser quasi-periodischen Struktur als der Abstand d_{WO} zwischen jeweils benachbarten Spuren definiert. Wie aus Abbildung 22 zu entnehmen ist, liegt der Medianwert der Wellenlänge bei 380 km. Auch bei der Bestimmung der Wellenlänge spielt ebenso wie bei der Geschwindigkeitsmessung der absolute Positionsfehler nur eine untergeordnete Rolle, da wiederum Differenzen betrachtet werden. Es ist abzuschätzen, daß der Fehler der Wellenlängenmessung etwa ±10 % ist.

Die West-Ost-Differenz der Zahl der Beobachtungswerte in Abbildung 21 ist durch eine Aspektempfindlichkeit der Irregularitäten zu erklären, die an Hand der folgenden Auswertung besser zu verstehen ist. Wird die zweidimensionale

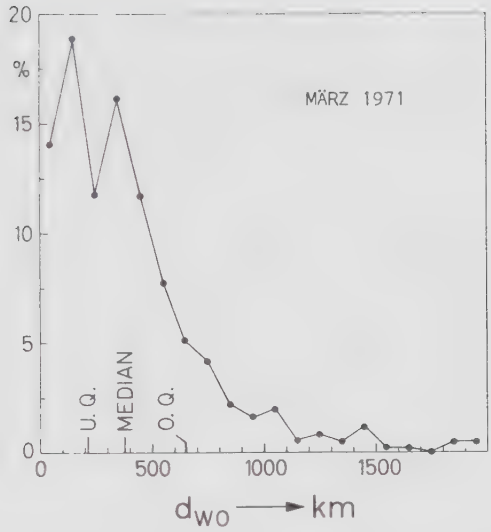


Abb. 22 Beobachtete horizontale Wellenlänge d_{WO} der quasi-periodischen Strukturen. U.Q. ist das untere und O.Q. das obere Quartil.

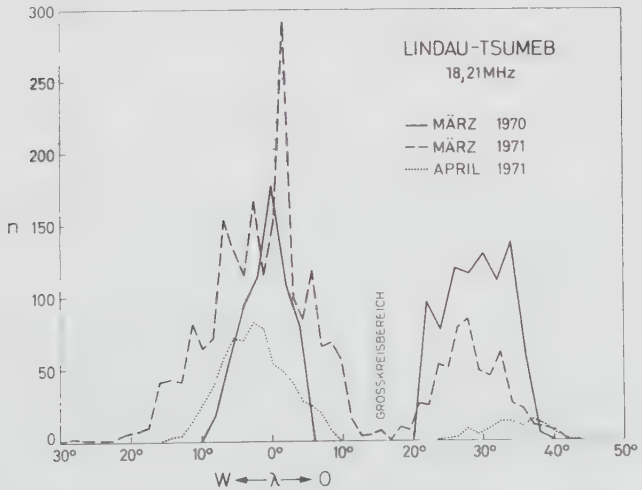


Abb. 23 Zonale Verteilung der beobachteten Seitenreflexionspunkte.
März 1970: Diskrete Spuren und Streuhintergrund,
März/April 1971: diskrete Spuren.
n = Anzahl der Beobachtungswerte pro Meßzeitintervall von 3 min.

Häufigkeitsverteilung der Positionen auf eine eindimensionale West-Ost-Verteilung (zonale Verteilung) reduziert, erhält man die in Abbildung 23 gezeigten Verteilungen. Wie in Kapitel 3 und Abschnitt 5.2.3 erwähnt wurde, muß der Großkreisbereich bei dieser Auswertung unberücksichtigt bleiben, da die verwendete Impulslänge nicht zuläßt, Spuren im Azimutwinkelbereich $\alpha \approx \pm 10^{\circ}$ (entsprechend $\lambda \approx 8^{\circ} - 22^{\circ}$ O) auszuwerten. Es ist relevant, daß im Westen mehr Irregularitäten beobachtet werden als im Osten, wenn zur Auswertung nur die diskreten Echospuren herangezogen werden. Eine gleiche Feststellung, daß mehr Irregularitäten im Westen als im Osten beobachtet werden, konnten auch KELLEHER et al. (1971) aus direkten Radar-Backscatterbeobachtungen am Äquator ableiten. Wird auch der bei transäquatorialer Ausbreitung auftretende Streuhintergrund berücksichtigt, ist jedoch die beobachtete Anzahl der Irregularitäten westlich und östlich des Großkreises etwa gleich groß (März 1970 in Abb. 23. Die im Vergleich zu 1971 geringere Gesamtzahl der Beobachtungswerte im März 1970 ist auf die Verwendung einer ungünstigeren Antenne zurückzuführen.).

Wie schon in Abschnitt 5.3 vorweggenommen wurde, ist der Grund für die West-Ost-Unsymmetrie in schrägliegenden Elektronendichtestrukturen von Large-Scale-Irregularitäten zu finden, denn die wenig unterschiedliche Reflexionsgeometrie westlich und östlich des Großkreises kann diese klaren Differenzen nicht erklären. Da nach den Reflexionskurven (Abb. 16) gleiche Reflexionsbedingungen (einschließlich des Absolutbetrages des Schräglagenwinkels ψ) bei $\lambda \approx 2^{\circ}$ O westlich des Großkreises und bei $\lambda \approx 28^{\circ}$ O östlich des Großkreises auftreten, sollte die Häufigkeit in diesen Bereichen etwa gleich groß sein. Es ist anzunehmen, daß die Spread-F-Bedingungen zu gleicher Lokalzeit im Mittel ein gleichartiges Verhalten zeigen, so daß auch hier kein Unterschied im Westen und Osten zu erwarten ist. Auch die Ausbreitungsbedingungen bei Westabweichungen und Ostabweichungen sind nicht so unterschiedlich, als daß sie eine West-Ost-Differenz erklären könnten. Diese Aussage wird durch die Tatsache bekräftigt, daß die Häufigkeit von Streuspuren im Westen und Osten vergleichbare Werte zeigt.

Nimmt man an, daß die Elektronendichteirregularitäten, die zu diskreten Echospuren führen, ellipsenförmige Strukturen in der vertikalen West-Ost-Ebene zeigen, wird bei der Seitenreflexion eine Energiedefokussierung zu beobachten sein. Diese Defokussierung wird im Westen und Osten unterschiedlich sein, wenn die Ellipsen gegen die Horizontale geneigt sind. Eine optimale Feldstärke ist zu erwarten, wenn der Normalenvektor der Ausbreitungsebene (Abb. 15) in Richtung der großen Achse der Ellipse zeigt. Nach der in Abbildung 23 dargestellten Häufigkeitsver-

teilung wird eine hohe Zahl von Irregularitäten im Bereich $\lambda \approx 2^{o}$ W bis 2^{o} O genügend weit entfernt vom Großkreisbereich beobachtet, d.h. für die entsprechenden Ausbreitungswege tritt ein besonders hohes Signal-Rausch-Verhältnis auf. Für diesen Bereich ist der Schräglagenwinkel $\psi = 30^{o} - 35^{o}$ aus den Reflexionskurven zu entnehmen. Dieser Winkel gibt dann auch die Neigung der Ellipsenachse gegen die Horizontale an.

Dieses Modell zur Beschreibung der Formation von Large-Scale-Irregularitäten kann recht gut die West-Ost-Unsymmetrie der Beobachtungen von diskreten Spuren erklären. Bei der im folgenden Abschnitt 6.2 durchgeführten näheren Betrachtung des Reflexions- und Streumechanismus' von Seitenwegen soll diese Modellvorstellung etwas genauer untersucht werden. Dort wird sich zeigen, daß auch Angaben über das Achsverhältnis der Elektronendichteellipsen möglich werden.

Entsprechend der in Abschnitt 5.4 angegebenen Methode kann aus der Laufzeitvariation die Geschwindigkeit von Large-Scale-Irregularitäten bestimmt werden.

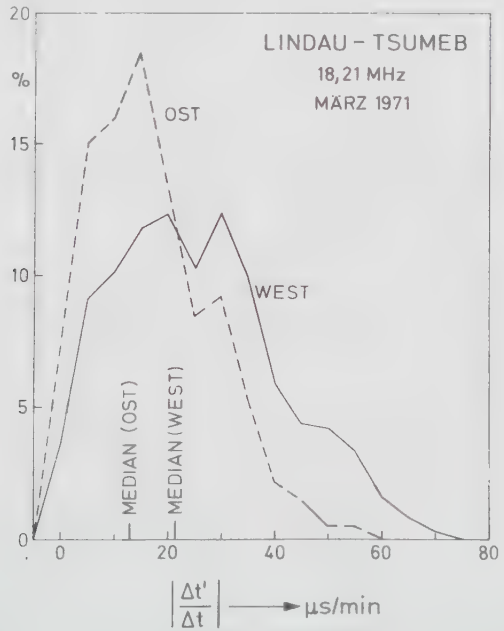


Abb. 24 Verteilungen der Absolutbeträge der Laufzeitvariationen, die westlich und östlich des Großkreises beobachtet wurden.

Wie die Abbildung 24 zeigt, sind die Verteilungen der Absolutbeträge der Laufzeitvariationen westlich und östlich des Großkreises unterschiedlich. Auch diese Differenz kann nicht durch die Streckengeometrie (s. Reflexionskurven in Abb. 16) erklärt werden. Eine Erklärung ist durch die abwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente gegeben. Diese Geschwindigkeitskomponente $u_z = \frac{dz}{dt}$ wirkt sich im Westen verstärkend und im Osten abschwächend auf die Laufzeitvariation aus, die durch die ostwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente $u_0 = \frac{dy}{dt}$ entsteht. Für die Vertikalgeschwindigkeit $u_z = -24$ m/s (abwärts gerichtet) erhält man nach (5.40) zwei modifizierte Verteilungen für die Laufzeitvariation (Abb. 25), die optimal aneinander angepaßt sind. Aus beiden Verteilungen folgt dann durch Umrechnung nach (5.44) und (5.42) die in Abbildung 26 dargestellte Verteilung der Horizontalgeschwindigkeit u_0. Sowohl der Wert der abwärts gerichteten Geschwindigkeit 24 m/s als auch der Bereich der Horizontalgeschwindigkeit zwischen dem unteren

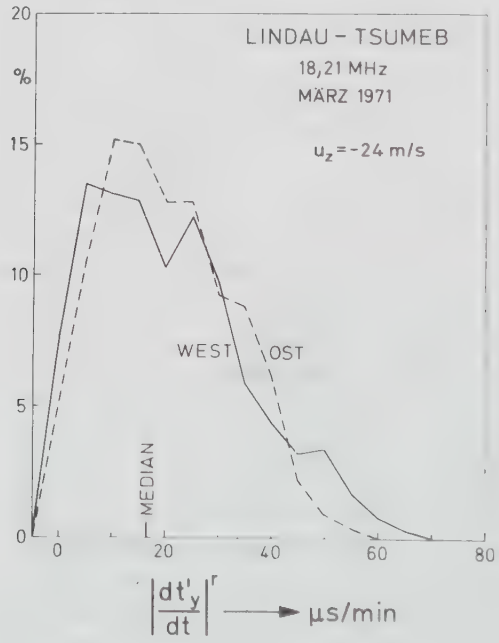


Abb. 25 Reduzierte Häufigkeitsverteilungen der Laufzeitvariation. Eine optimale Anpassung der westlichen und der östlichen Verteilung ergibt sich für die abwärts gerichtete Geschwindigkeit von 24 m/s.

Quartil 45 m/s und dem oberen Quartil 180 m/s stimmt recht gut mit direkten Messungen am Äquator überein (CLEMESHA et al., 1966; FARLEY et al., 1970).

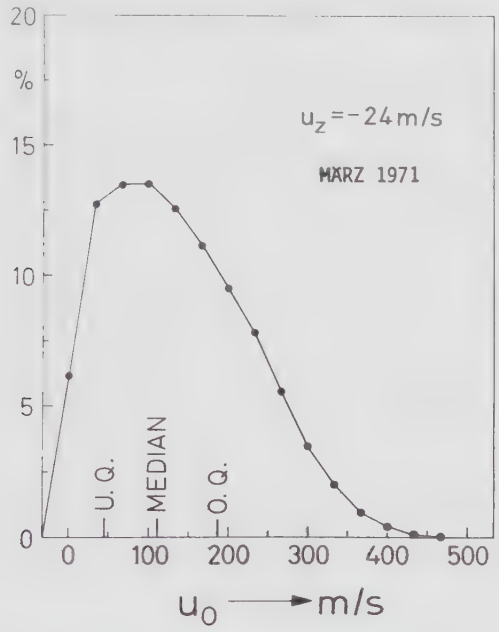


Abb. 26 Mittlere Verteilung der ostwärts gerichteten Geschwindigkeit u_0 von Irregularitätenwolken.

6. MECHANISMUS DER SEITENABLENKUNG BEI TRANSÄQUATORIALER KURZWELLENAUSBREITUNG

Bei transäquatorialer Kurzwellenausbreitung werden Großkreisabweichungen durch Irregularitäten des äquatorialen Spread-F verursacht. Diese Elektronendichtevariationen treten in einem im Verhältnis zur Länge der Gesamtausbreitungsstrecke eng begrenzten Gebiet in der äquatorialen Ionosphäre auf. Es ist zu klären, ob die hier entstehende Ablenkung aus der ursprünglichen Wellenausbreitungsrichtung durch Reflexion oder durch Streuung entsteht.

6.1. Definition von Streuung und Reflexion

Werden freie Elektronen in der Ionosphäre durch ein primäres elektromagnetisches Feld zu periodischen Schwingungen angeregt, senden sie mit einer bestimmten Phasenverschiebung eine Sekundärstrahlung der Frequenz der Primärwelle aus. Dieser elementare Prozeß wird im allgemeinen Gebrauch mit Streuung (scatter) bezeichnet.

Sowohl die partielle als auch die totale Reflexion läßt sich letzthin durch den Elementarprozeß der kollektiven Streuung an Elektronen erklären. Zur Abgrenzung gegen die im folgenden benutzte Definition eines Streuprozesses soll hier jedoch sowohl die partielle als auch die totale Reflexion nicht unter der Bezeichnung Streuung eingeordnet werden.

Durch die partielle und totale Reflexion, deren Bedingungen sich direkt aus den Fresnelschen Formeln ableiten lassen (KELSO, 1964), wird die Kurzwellenausbreitung durch eine zeitlich und örtlich schwach veränderliche Ionosphäre beschrieben. Es werden hier jedoch Bereiche in der Ionosphäre erreicht, in denen der Brechungsindex gegen Null geht.

Ein Streuprozeß tritt nach Definition dann auf, wenn die Ionosphäre Teilvolumen enthält, deren Elektronendichte und deren Abmessungen, die in der Größenordnung der Wellenlänge liegen sollen, zeitlich oder örtlich schwanken. Die Elektronendichtevariation in diesen Teilvolumen soll im Gegensatz zur partiellen und totalen Reflexion so gering sein, daß der Brechungsindex nur sehr wenig kleiner als 1 ist. Jedes dieser Elementarvolumen (Small-Scale-Irregularitäten) streut einen Teil der Energie der einfallenden Welle. Je nachdem, ob die einfallende Welle durch diesen Vorgang mehr oder weniger verändert wird, soll von einem starken oder schwachen Streuprozeß gesprochen werden. Die Ausbreitung der interferierenden Teilwellen kann hier nicht mehr durch die Fresnelschen Formeln beschrieben werden. Auf die in diesem Fall anzuwendende Theorie der Streuung an nichtisotropen Irregularitäten der Elektronendichte in der Ionosphäre (BOOKER, 1956)

wird im Abschnitt 6.2.1 unter besonderer Berücksichtigung der Streuung an Irregularitäten des äquatorialen Spread-F eingegangen werden.

6.2. Bestimmung von Streu- und Reflexionsquerschnitt

Der Mechanismus der Seitenablenkung kann untersucht werden, indem die gemessenen Feldstärkevariationen interpretiert werden. Bei bekannter Antennencharakteristik kann aus der an den Antennenklemmen gemessenen Empfangsspannung oder Empfangsenergie direkt auf die Feldstärke zurückgerechnet werden. Günstiger ist es jedoch, die Messung der absoluten Feldstärke durch vergleichende Messungen zu umgehen. Wenn im folgenden von Feldstärkemessungen gesprochen wird, ist damit die Messung der Signalstärke, d.h. der von der Antenne gelieferten Signal- oder Empfangsenergie, gemeint, aus der bei vergleichenden Messungen auf die hier interessierenden Feldstärkevariationen geschlossen werden kann. Die Bezeichnung Feldstärke kann bei diesem Verfahren als Synonym für die Signalstärke stehen. Sowohl aus den Variationen der Signalenergie oder der Signalleistung als auch der Empfangsenergie oder der Empfangsleistung ist dann durch den benutzten dB-Maßstab direkt auf die Feldstärkevariationen zu schließen.

Nimmt man an, daß das Seitenreflexionsgebiet als "Radarziel" mit einem effektiven Streu- oder Reflexionsquerschnitt σ beschrieben werden kann, ist die empfangene Energie (MEINKE et al., 1968)

$$W_E = \frac{A\, W_S\, G_S\, G_E\, \lambda^2}{(4\pi)^3\, r_{B1}^2\, r_{B2}^2}\, \sigma \qquad (6.1)$$

mit W_S = Sendeenergie, G_S = Gewinn der Sendeantenne,
W_E = Empfangsenergie, G_E = Gewinn der Empfangsantenne,
A = Ausbreitungsfaktor, der die Verluste durch Absorption, Bodenreflexion usw. sowie den Gewinn durch Addition mehrerer Übertragungswege beinhaltet,
r_{B1} = Entfernung Sender - Seitenreflexion,
r_{B2} = Entfernung Seitenreflexion - Empfänger,
λ = Wellenlänge des Beobachtungssignals.

Für das zu behandelnde Problem der transäquatorialen Kurzwellenausbreitung zwischen Lindau und Tsumeb gilt in ausreichender Näherung

$$r_{B1} \approx r_{B2} = r_B . \qquad (6.2)$$

Damit wird

$$W_E = A \cdot W_F \frac{\sigma}{\pi r_B^2} \tag{6.3}$$

und

$$W_F = \frac{W_S G_S G_E \lambda^2}{(4\pi)^2 \cdot (2r_B)^2}. \tag{6.4}$$

W_F ist die bei einem Empfänger, der vom Sender den Abstand $2r_B$ hat, bei ungestörter Freiraumausbreitung eintreffende Energie. Aus (6.3) folgt

$$\sigma = \pi r_B^2 \frac{W_{EG}}{W_{FG}}. \tag{6.5}$$

$W_{FG} = A \cdot W_F$ entspricht der für Großkreisausbreitung ($\alpha = 0^o$) berechneten Energie, die bei ungestörter Großkreisausbreitung gleich der empfangenen Energie W_{EG} sein muß:

$$W_{EG} = W_{FG}. \tag{6.6}$$

Damit kann für die Großkreisausbreitung ein effektiver Streu- oder Reflexionsquerschnitt definiert werden:

$$\sigma_G = \pi r_B^2. \tag{6.7}$$

Bei Großkreisabweichung entsteht eine Vergrößerung des Abstandes Sender - Seitenreflexion - Empfänger, die durch $2\Delta r_B$ angegeben ist. Damit wird die effektive Energie W_{FA} bei ungestörter Freiraumausbreitung außerhalb der Großkreisebene ($\alpha \neq 0^o$)

$$W_{FA} = W_{FG} \frac{(2r_B)^2}{(2 \cdot (r_B + \Delta r_B))^2}. \tag{6.8}$$

Der effektive Streuquerschnitt bei Seitenreflexionsausbreitung (Großkreisabweichung mit $\alpha \neq 0^o$) ist entsprechend (6.5)

$$\sigma_A = \pi \cdot (r_B + \Delta r_B)^2 \cdot \frac{W_{EA}}{W_{FA}}. \tag{6.9}$$

W_{FA} ist die berechnete Empfangsenergie und W_{EA} ist die gemessene Empfangsenergie für $\alpha \neq 0^o$. Entsprechend (6.6), (6.7) und (6.8) folgt dann

$$\sigma_A = \frac{\pi \cdot (r_B + \Delta r_B)^4}{r_B^2} \cdot \frac{W_{EA}}{W_{EG}} . \qquad (6.10)$$

Es kann angenommen werden, daß der Ausbreitungsfaktor A sowie G_S und G_E für die Ausbreitung entlang der Großkreisebene und außerhalb der Großkreisebene in erster Näherung gleich sind. Dann läßt sich der effektive Streuquerschnitt σ_A eines Seitenreflexionsgebietes direkt aus (6.10) angeben, denn r_B, Δr_B, W_{EA} und W_{EG} sind aus der Messung bekannt. Es ist in diesem Fall also nicht notwendig, den effektiven Streuquerschnitt aus Gleichung (6.1) zu berechnen, in der einige Parameter wie A, G_S oder G_E nur ungenau angegeben werden können. Zum anderen kann mit dieser Methode die recht schwierige Messung der absoluten Feldstärke umgangen werden, da nur der Quotient $\frac{W_{EA}}{W_{EG}}$ zu messen ist.

Da W_{EA} und W_{EG} aus der Messung im logarithmischen Maßstab der dB-Einheit vorliegen, ist es günstig, (6.10) umzuschreiben, wobei der Logarithmus der numerischen Werte der Größen W_{EA} usw. genommen wird. Damit wird

$$\overline{\sigma_A} = \log \sigma_A = \log W_{EA} - \log W_{EG} + Q'_{korr} \qquad (6.11)$$

oder

$$\overline{\sigma_A} = \log \sigma_A = \log P_{EA} - \log P_{EG} + Q'_{korr} ,$$

wenn statt der Empfangsenergie W die Empfangsleistung oder Signalstärke P eingesetzt wird. Hier ist

$$Q'_{korr} = \log\left(\frac{\pi \cdot (r_B + \Delta r_B)^4}{r_B^2}\right) . \qquad (6.12)$$

Dieser gemessene Reflexions- oder Streuquerschnitt $\overline{\sigma_A}$ muß mit den in den folgenden Abschnitten berechneten Querschnitten in Übereinstimmung gebracht werden.

6.2.1. Effektiver Streuquerschnitt

Fällt eine elektromagnetische Welle in ein Volumen der Ionosphäre ein, in dem Small-Scale-Irregularitäten der Elektronendichte vorhanden sind, werden durch den elementaren Streuprozeß an Elektronen Sekundärwellen erzeugt. Existiert eine geordnete Ausrichtung der Irregularitäten (Anisotropie), ist die gestreute Energie von der Raumrichtung abhängig, da sich die Sekundärwellen je nach Phasenlage auslöschen oder verstärken. Ein häufig angewendetes Verfahren zur Beschreibung der Raumrichtungsabhängigkeit beruht auf der von BOOKER (1956) entwickelten Theorie der Streuung an nichtisotropen Irregulari-

täten der Elektronendichte in der Ionosphäre. Eine Voraussetzung für diese Theorie ist die Bornsche Näherung, die fordert, daß die Primärwelle mehr oder weniger unbeeinflußt die Ionosphärenirregularitäten durchlaufen kann, d.h. die Plasmafrequenz f_N in den Irregularitäten muß klein sein gegen die Beobachtungsfrequenz f (schwacher Streuprozeß in einem sogenannten unterdichten Medium). Weiterhin fordert dieses Modell, daß keine Mehrfachstreuung auftritt, d.h. eine gestreute Welle nicht weitere Male gestreut wird. Weil die Beobachtungsfrequenz (f ≈ 15 MHz) meist in der Nähe der Plasmafrequenz ($f_N \approx 5 - 10$ MHz) liegt, ist zu erwarten, daß dieses Modell nicht zur Beschreibung des Seitenreflexionsmechanismus' bei transäquatorialer Kurzwellenausbreitung zu benutzen ist.

Das Bookersche Streumodell kann für die Deutung von Rückstreuungen im VHF-Bereich (f ≥ 30 MHz) sicherlich Anwendung finden (EGELAND, 1962; CZECHOWSKY, 1966; KOCHAN, 1973). Allerdings wird dieses Modell von CROCHET (1972) auch zur Erklärung der Streuung an Irregularitäten des äquatorialen Spread-F für Frequenzen f ≈ 10 - 15 MHz im Kurzwellenbereich herangezogen. Die folgenden Untersuchungen zeigen jedoch, daß in diesem Fall zumindest das Bookersche Streumodell nicht anwendbar ist. Es tritt zwar unter Spread-F-Bedingungen ein schwacher Streuanteil auf, der aber durch einen total reflektierten Anteil weit übertroffen wird.

Es wird angenommen, daß in einer homogenen und isotropen Grundionisation Irregularitäten der Ionisation eingelagert sind, die Abmessungen in der Größenordnung der Wellenlänge λ des Beobachtungssignals haben (Small-Scale-Irregularitäten). Die Elektronendichte kann dann als Funktion des Ortsvektors $\underline{r}$ und der Zeit t geschrieben werden

$$N_e(\underline{r},t) = \overline{N}_e + \Delta N_e(\underline{r},t) , \qquad (6.13)$$

wobei $\overline{N}_e$ die mittlere Elektronendichte darstellt und $\Delta N_e(\underline{r},t)$ den örtlich und zeitlich schwankenden Anteil der Elektronendichte angibt. Es soll hier angenommen werden, daß die Plasmafrequenz f_N viel kleiner ist als die Beobachtungsfrequenz f und $\Delta N_e \ll \overline{N}_e$. Diese Fluktuation ΔN_e entspricht einer Fluktuation der Dielektrizitätskonstanten des Mediums, so daß eine Streuung von elektromagnetischen Wellen auftritt.

Für einen festen Zeitpunkt t_o kann die räumliche Variation der Elektronendichte in einem bestimmten Teilvolumen V' durch die Autokorrelationsfunktion

$$\rho(\underline{r}') = \frac{\int_{V'} (N_e(\underline{r}) - \overline{N}_e)\cdot(N_e(\underline{r}+\underline{r}') - \overline{N}_e)\,d\underline{r}}{\int_{V'} (N_e(\underline{r}) - \overline{N}_e)^2\,d\underline{r}} \qquad (6.14)$$

beschrieben werden. Eine entsprechende Autokorrelationsfunktion gilt für die zeitlichen Schwankungen der Elektronendichte, die in Abschnitt 7.2.2 näher behandelt werden. Die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion $\rho(\underline{r}')$ ist die Spektraldichte S_N dieser Verteilung. Nach BOOKER (1956) gibt die Spektraldichte direkt den Streuquerschnitt σ an, der als die Energie definiert ist, die pro Raumwinkeleinheit von einem Einheitsvolumen je Energiedichteeinheit der einfallenden Welle gestreut wird. Es ist nach BOOKER (1956)

$$\sigma = \overline{(\Delta N_e)^2} \cdot r_e^2 \sin^2\beta \cdot S_N(\underline{k}_2 - \underline{k}_1) \,. \tag{6.15}$$

Hier ist $\underline{k}_1$ der Wellenzahlvektor der in das Streuvolumen einfallenden Welle und $\underline{k}_2$ der Wellenzahlvektor der gestreuten Welle. Der Winkel β, der die Polarisation der einfallenden Welle berücksichtigt, wird zwischen dem E-Vektor der einfallenden Welle und $\underline{k}_2$ gemessen. $r_e = 2{,}8178 \cdot 10^{-15}$ m ist der klassische Radius des Elektrons. $\overline{(\Delta N_e)^2}$ ist die mittlere quadratische Schwankung der Elektronendichte.

BOOKER (1956) hat zur Berechnung des Streuquerschnitts angenommen, daß in der Ionosphäre ein statistisches Ensemble von magnetfeldlinienausgerichteten Irregularitäten existiert. Die räumliche Verteilung dieses Ensembles wird durch die Autokorrelationsfunktion $\rho(\overline{x},\overline{y},\overline{z})$ beschrieben, die einer dreidimensionalen Gaußverteilung entspricht:

$$\rho(\overline{x},\overline{y},\overline{z}) = \exp\left(-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\overline{x}^2}{r_x^2} + \frac{\overline{y}^2}{r_y^2} + \frac{\overline{z}^2}{r_z^2}\right)\right) . \tag{6.16}$$

$\overline{x}$ zeigt hier südlich in negative Magnetfeldrichtung und $\overline{y}$ liegt in der durch $\underline{k}_1$ und $\underline{k}_2$ gebildeten Ebene (s. Abb. 15) und hat eine Komponente in Richtung Osten. Die $\overline{z}$-Achse steht senkrecht auf $\overline{x}$ und $\overline{y}$. Die einer mittleren Abweichung gleichenden Größen r_x, r_y und r_z werden mit Korrelationsabstand in $\overline{x}$, $\overline{y}$ und $\overline{z}$-Richtung bezeichnet. Anschaulich stellen sie den Abstand dar, bei dem die Autokorrelationsfunktion auf 0,607 abgefallen ist. Dieser Abstand wird oft als Scale-Size der Irregularitäten bezeichnet (COHEN, 1967). Mit dieser Autokorrelationsfunktion wird der Streuquerschnitt je Volumeneinheit berechnet:

$$\sigma = (2\pi)^{\frac{3}{2}} \cdot r_e^2 \cdot \overline{(\Delta N_e)^2} \cdot r_x\, r_y\, r_z \sin^2\beta \cdot S_N' \tag{6.17}$$

mit $$S_N' = \exp\left(-\frac{2\pi^2}{\lambda^2}\cdot\left(r_x^2\cdot(l_2 - l_1)^2 + r_y^2\cdot(m_2 - m_1)^2 + r_z^2\cdot(n_2 - n_1)^2\right)\right) . \tag{6.18}$$

Die Größen l, m und n stellen die Richtungskosinus (gemessen gegen das $\bar{x},\bar{y},\bar{z}$-System) der Wellenzahlvektoren $\underline{k}_1$ und $\underline{k}_2$ dar.

Entsprechend der in Abbildung 15 dargestellten Definition der Winkel ϑ_1, ϑ_2 und δ sind die Richtungskosinus (es sei hier $r_y = r_z$)

$$\begin{aligned} l_1 &= \cos\vartheta_1 , & l_2 &= \cos\vartheta_2 , \\ m_1 &= -\sin\vartheta_1 \cos\delta , & m_2 &= \sin\vartheta_2 \cos\delta , \\ n_1 &= \sin\vartheta_1 \sin\delta , & n_2 &= -\sin\vartheta_2 \sin\delta . \end{aligned} \tag{6.19}$$

Für jede Geometrie kann dann nach (6.17) und (6.18) der Streuquerschnitt σ berechnet werden. Der effektive Streuquerschnitt σ_B ergibt sich aus der Integration von σ über das gesamte Streuvolumen V. Ändern sich die Autokorrelationsfunktion $\rho(\bar{x},\bar{y},\bar{z})$ und die Winkelbeziehungen ϑ_1, ϑ_2 und δ über das gesamte Volumen nur unwesentlich, kann

$$\sigma_B = \overline{(\Delta N_e)^2} \cdot V \; B \tag{6.20}$$

gesetzt werden mit dem Geometriefaktor

$$B = (2\pi)^{\frac{3}{2}} \cdot r_e^2 \, r_x \, r_y \, r_z \sin^2\beta \cdot S_N' . \tag{6.21}$$

Um einen Vergleich mit den im logarithmischen Maßstab angegebenen Meßwerten zu ermöglichen, wird geschrieben

$$\bar{\sigma}_B = \log \sigma_B = \log\overline{(\Delta N_e)^2} + \log V + \sigma_B' \tag{6.22}$$

mit $\sigma_B' = \log B$, wobei für $\overline{(\Delta N_e)^2}$, V und B der numerische Wert dieser Größen eingesetzt wird.

Der modifizierte Streuquerschnitt σ_B' nimmt je nach den geometrischen Voraussetzungen beliebig viele Werte an, die meist nicht mit Meßwerten vergleichbar sind. Uns soll im folgenden nur interessieren, wo σ_B' ein Maximum hat, denn nur dort kann näherungsweise die Größenordnung der Meßwerte $\bar{\sigma}_A = \bar{\sigma}_B$ erreicht werden. Aus (6.17), (6.18) und (6.19) ist ersichtlich, daß σ_B' für $\vartheta_1 = \vartheta_2$ und $\delta = 0^o$ ein Maximum erreicht, so daß wir uns im folgenden auf diese Bereiche der nach Abbildung 16 definierten Reflexions- oder Streukurven beschränken werden.

Der Polarisationsfaktor $\sin^2\beta$ in Gleichung (6.21) ist immer kleiner als 1.

Der Winkel β kann aber nicht kleiner als $90^{\circ} - (\vartheta_1 + \vartheta_2)$ werden, so daß eine untere Grenze für $\sin^2\beta$ existiert. Da die Polarisation der in das Streuvolumen einfallenden Welle variabel ist, soll hier der für die Erhöhung des Streuquerschnitts günstigste Fall $\beta = 90^{\circ}$, d.h. $\sin^2\beta = 1$, angenommen werden. Im folgenden soll weiterhin vorausgesetzt werden, daß die Korrelationsabstände in $\bar{y}$- und $\bar{z}$-Richtung gleich sind ($r_y = r_z$), d.h. die Formation der Small-Scale-Irregularitäten ist rotationssymmetrisch um die $\bar{x}$-Achse. Weiterhin soll der Korrelationsabstand r_x viel größer sein als die Korrelationsabstände r_y und r_z. Diese Voraussetzungen können wegen der Magnetfeldausrichtung der Irregularitäten (HERMAN, 1966) als annehmbar betrachtet werden, da die Diffusion der Elektronen quer zur Magnetfeldrichtung viel kleiner ist als in Richtung des Magnetfeldes.

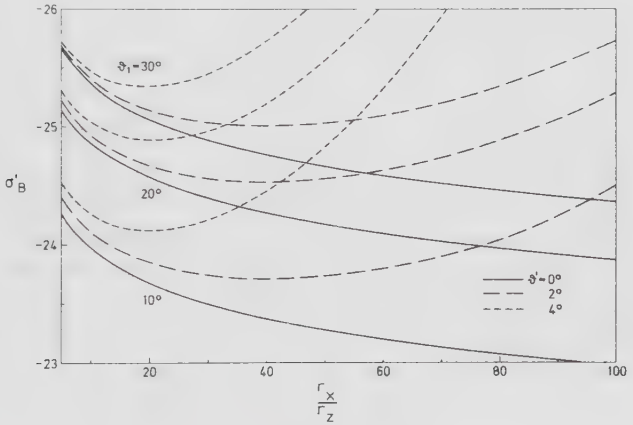


Abb. 27 Maxima des modifizierten Streuquerschnitts σ'_B.
$\frac{r_x}{r_z}$ ist das Verhältnis der Korrelationslängen in $\bar{x}$- und in $\bar{z}$-Richtung. Die Länge r_z liegt hier zwischen 5 m und 20 m. Der Streuquerschnitt ist für die Beobachtungsfrequenz f = 14,7 MHz und für $\delta = 0^{\circ}$ berechnet. Es ist $\vartheta' = \vartheta_2 - \vartheta_1$.

Je nach Kombination der Abstände r_x, r_y und r_z werden die Maxima von σ'_B an unterschiedlichen Stellen zu finden sein. Es ist günstig, die Maxima von σ'_B, die durch Differentiation aus (6.17) ernalten werden, als Funktion des Achsverhältnisses $\frac{r_x}{r_z}$ zu suchen. Die Kurvenscharen in Abbildung 27 zeigen die Stellen der Maxima von σ'_B für verschiedene Einfallswinkel ϑ_1 ($= \vartheta_2 - \vartheta'$). Hier ist immer $\delta = 0^{\circ}$ angenommen; für $\delta \neq 0^{\circ}$ verschieben sich die Werte von σ'_B in negative

Richtung. Es ist zu erkennen, daß schon kleine Winkelabweichungen ϑ' ein schnelles Abfallen des modifizierten Streuquerschnitts σ'_B bewirken. Da bei einer Änderung von σ'_B um eine Einheit die gestreute Energie um 10 dB verändert wird, sind nur kleine Abweichungen von der Bedingung $\vartheta_1 = \vartheta_2$ zulässig. Auch einer beliebigen Erhöhung des Achsverhältnisses $\frac{r_x}{r_z}$ sind wegen des starken Abfalls von σ'_B für $\vartheta' \neq 0^o$ Grenzen gesetzt. Eine Ermittlung des Achsverhältnisses $\frac{r_x}{r_z}$ aus

$$\sigma'_B = \overline{\sigma}_A - \overline{\log(\Delta N_e)^2} - \log V \qquad (6.23)$$

ist jedoch nicht möglich, da diese Größe außerdem von $\overline{(\Delta N_e)^2}$ und V abhängt.

Das effektive Streuvolumen V kann entsprechend der Streckengeometrie abgeschätzt werden. Dieses Volumen V sei durch die Kantenabmessungen X, Y und Z (entsprechend den Raumrichtungen x, y und z, s. Abb. 15) festgelegt. Man könnte das Volumen durch die Größe der Irregularitätenwolke (Large-Scale-Irregularität) angeben, jedoch ist bei Verwendung von Impulstastung (s. Kap. 3) das effektive Volumen durch die Impulslänge $\Delta t' = \frac{\Delta p'}{c}$ festgelegt. Der Antennenöffnungswinkel ist so groß, daß bei einer Entfernung $r_B \approx 5000$ km ein sehr großes Volumen erfaßt wird, das weit größer ist als das durch die Impulslänge ausgewählte Volumen.

Fällt das impulsgetastete HF-Signal entsprechend Abbildung 15 unter dem Einfallswinkel ϑ ($= \vartheta_1 = \vartheta_2$) und dem Schräglagenwinkel ψ in das Streuvolumen ein, sind die Kantenlängen des beleuchteten Volumens bei Großkreisabweichung (d.h. $\vartheta > 0^o$ und $\overline{\psi} = |\psi| > 0^o$)

$$\begin{aligned} X &= \Delta p' \cos\vartheta\,, \\ Y &= \Delta p' \sin\vartheta \sin\overline{\psi}\,, \\ Z &= \Delta p' \sin\vartheta \cos\overline{\psi}\,. \end{aligned} \qquad (6.24)$$

Für die häufig beobachtete Westabweichung bei $\alpha = 20^o$ W ($\lambda \approx 0^o$) sind die Winkel $\overline{\psi} \approx 30^o$ und $\vartheta \approx 30^o$ aus Abbildung 16 zu entnehmen, so daß bei einer Impulslänge von 200 µs ($\hat{=}$ 60 km Laufweg) die Volumenabmessungen $X \approx 50$ km, $Y \approx 15$ km und $Z \approx 25$ km erhalten werden. Diese Abmessungen sind fast immer kleiner als die Ausdehnungen der Irregularitätenwolken (COHEN et al., 1961; KELLEHER et al., 1971), so daß das effektive Streuvolumen eindeutig durch die Impulslänge begrenzt wird. Es ist mit guter Näherung anzunehmen, daß die geometrischen Bedingungen (ϑ_1, ϑ_2 und δ) innerhalb dieser Volumengrenzen ausreichend konstant bleiben. Damit kann die Berechnung des effektiven Streuvolumens direkt aus der Beziehung $V = X\,Y\,Z$ erfolgen. Mit $V \approx 2 \cdot 10^{13}\,m^3$ wird

$$\sigma'_B = \overline{\sigma}_A - \overline{\log(\Delta N_e)^2} - 13{,}3\,. \qquad (6.25)$$

Nach Abschnitt 7.1 folgt aus den Beobachtungen für $\alpha \simeq 20^{\circ}$ W ($\hat{=} \vartheta_1 \simeq 30^{\circ}$), daß $\overline{\sigma}_A \simeq 13{,}5$ ist, so daß

$$\sigma_B' \simeq -\log\overline{(\Delta N_e)^2} + 0{,}2 \qquad (6.26)$$

wird. Aus Abbildung 27 ersehen wir, daß für die günstigsten Bedingungen ($\vartheta' = 0^{\circ}$, $\delta = 0^{\circ}$) selbst für ein unrealistisch hohes Achsverhältnis $\frac{r_x}{r_z} > 100$ bei $\vartheta_1 = 30^{\circ}$ nicht zu erwarten ist, daß der modifizierte Streuquerschnitt σ_B' größer als -24 wird. Auch wenn eine Strahlwegbeugung vor Erreichen der Irregularität berücksichtigt wird, die eine Verkleinerung des Einfallswinkels ϑ_1 bewirkt, wird selbst für den kleinen Einfallswinkel $\vartheta_1 = 10^{\circ}$ ein zu hohes Achsverhältnis notwendig, um $\sigma_B' = -23$ zu erreichen. Aus beobachteten Achsverhältnissen ($\frac{r_x}{r_z}$ nicht größer als 10 - 20 (ELKINS, 1970)) kann geschlossen werden, daß σ_B' nicht größer als -23,5 werden kann. Daraus folgt für den günstigsten Fall $\log\overline{(\Delta N_e)^2} > 23{,}7$, d.h. $\overline{(\Delta N_e)^2} > 8{,}5 \cdot 10^{23}\,m^{-6}$. Bei einer realistischen Plasmafrequenz von 8 MHz ist $N_e^2 \simeq 6{,}4 \cdot 10^{23}\,m^{-6}$. Ein mittleres Schwankungsquadrat $\overline{(\Delta N_e)^2} \simeq 8{,}5 \cdot 10^{23}\,m^{-6}$ entspricht dann einer Variation der Elektronendichte zwischen Grundionisation ($f_N = 8$ MHz entsprechend $N_e \simeq 8 \cdot 10^{11}\,m^{-3}$) und Irregularität von mehr als 100 %. Damit würde die maximale Plasmafrequenz in den Irregularitäten auf weit mehr als 10 MHz ansteigen. Bei dieser Elektronendichte in den Irregularitäten gilt die eingangs für die Ableitung des Bookerschen Streumodells angegebene Voraussetzung nicht mehr, daß die Plasmafrequenz ($f_{N_{max}} \geq 10$ MHz) viel kleiner sein muß als die Beobachtungsfrequenz ($f = 14{,}7$ MHz) und daß $\Delta N_e \ll \overline{N}_e$ sein muß. Wir können aus diesen Abschätzungen schließen, daß das Bookersche Streumodell nicht für die Beschreibung der Seitenablenkung bei transäquatorialer Ausbreitung herangezogen werden kann, auch wenn die für dieses Modell günstigsten Bedingungen Berücksichtigung finden.

Selbst wenn Fokussierungen wegen der Krümmung der magnetfeldausgerichteten Irregularitäten (s. Abschn. 6.2.2), d.h. eine Erhöhung der gestreuten Energie, berücksichtigt würden, könnte dieses Streumodell keine Anwendung finden. Denn an Hand der Auswertung der Amplitudenvariationen, die die zeitlichen Schwankungen der Irregularitäten wiederspiegeln, wird in Abschnitt 7.2.1 nachgewiesen, daß das Signal nur einen geringen Streuanteil enthält, d.h. mehr ein Reflexions- als ein Streuprozeß stattfindet. Bei einer Erhöhung der Plasmafrequenz in den Irregularitäten, die etwa einige 10 % ausmacht, wird nach im folgenden Abschnitt durchgeführten Untersuchungen in fast allen Fällen eine Totalreflexion zu erwarten sein.

6.2.2. Effektiver Reflexionsquerschnitt

Partielle und totale Reflexion

In einer Grundionisation mit der Elektronendichte N_e sei eine Irregularität eingelagert, die durch einen Anstieg der Elektronendichte ΔN_e gegenüber der Grundionisation beschrieben wird. Die Abmessungen dieser Irregularität seien groß gegen die Vakuumwellenlänge des Beobachtungssignals (Frequenz f). Die durch die Grundionisation und die Medium- oder Large-Scale-Irregularitäten gegebenen Brechungsindizes lauten

$$n_1^2 = 1 - \frac{K N_e}{f^2} \tag{6.27}$$

bzw.

$$n_2^2 = 1 - \frac{K\cdot(N_e + \Delta N_e)}{f^2}$$

mit $K N_e < K\cdot(N_e + \Delta N_e) \leq f^2$.

Es ist $f_N^2 = K N_e$ mit $K = 80{,}5\ m^3 s^{-2}$. Daraus folgt

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 = 1 - \frac{\Delta N_e}{N_e}\cdot\frac{1}{\left(\frac{f}{f_N}\right)^2 - 1}. \tag{6.28}$$

Die Reflexionskoeffizienten sind dann in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ϑ_1, der gegen die Fläche konstanter Elektronendichte gemessen wird, für jedes $\frac{n_2}{n_1}$ nach den Fresnelschen Formeln (5.19) und (5.20) mit $\varepsilon' = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$ und $\vartheta = \vartheta_1$ zu bestimmen. Ist $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 > \cos^2\vartheta_1$, tritt partielle Reflexion auf, d.h. der Reflexionskoeffizient $R = \sqrt{\frac{1}{2}\left(R_h^2 + R_v^2\right)}$ ist kleiner als 1. Wie sich durch Umformung der Fresnelschen Formeln zeigen läßt, ist für $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \leq \cos^2\vartheta_1$ der Reflexionskoeffizient immer gleich 1. Es tritt also Totalreflexion auf. Für $n_1 = 1$ folgt aus dieser Ableitung zusätzlich die Basisgleichung des Martynschen Theorems $f_N = f \sin\vartheta_1$. Durch Einsetzen von (6.28) in die Fresnelschen Formeln folgt die Bedingung für Totalreflexion

$$\left(\left(\frac{f}{f_N}\right)^2 - 1\right)\cdot\sin^2\vartheta_1 \leq \frac{\Delta N_e}{N_e}. \tag{6.29}$$

Der Übergang von partieller zu totaler Reflexion ist in Abbildung 28 dargestellt. Die Kurvenscharen geben die von einer Fläche konstanter Elektronendichte,

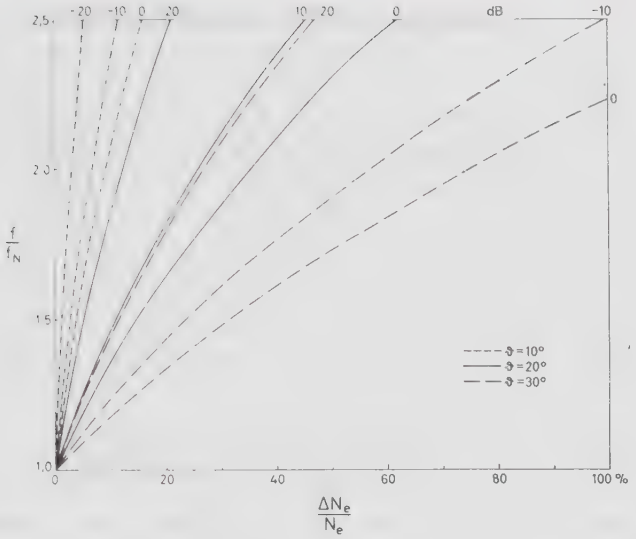


Abb. 28 Diagramm zur Bestimmung der partiell reflektierten Energie. $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ = Elektronendichtevariation, $\frac{f}{f_N}$ = Verhältnis von Beobachtungs- und Plasmafrequenz in der Umgebung der Elektronendichteirregularität. Es ist $\vartheta = \vartheta_1 = \vartheta_2$.

die den Übergang in die Elektronendichteirregularitäten festlegt, reflektierte Energie in Dezibel wieder. Wir erinnern uns, daß hier der Mechanismus der Seitenreflexion untersucht werden soll, die Fläche konstanter Elektronendichte also schräg im Raum liegt. Die einfallende Welle treffe unter dem Winkel ϑ_1 auf diese Fläche und werde unter dem Winkel $\vartheta_2 = \vartheta_1$ reflektiert. Für ein vorgegebenes Verhältnis von Betriebsfrequenz f zu Plasmafrequenz f_N erkennen wir für eine ansteigende Elektronendichtevariation $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ in der Irregularität den Anstieg der partiell reflektierten Energie bis zum Bereich der Totalreflexion (0 dB). Ist $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ größer als der durch die 0 dB-Linie festgelegte Wert, tritt nur Totalreflexion auf. Für Plasmafrequenzen in der Nähe der Betriebsfrequenz ist eine Zunahme $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ von nur wenigen Prozent ausreichend, um das Gebiet der Totalreflexion zu erreichen. Abbildung 28 läßt erkennen, daß aus dem Bereich der partiellen Reflexion nur ein sehr geringer Energieanteil zu erwarten ist. Existieren innerhalb des betrachteten Ionosphärenbereiches Irregularitäten kleinerer Ab-

messungen (etwa in der Größenordnung der Vakuumwellenlänge des Betriebssignals), wird der Streuanteil der Energie (s. Abschn. 7.2.1) im allgemeinen den partiell reflektierten Anteil übertreffen, auch wenn dieser von mehreren Irregularitäten stammt. Nach den im vorhergehenden Abschnitt 6.2.1 durchgeführten Abschätzungen kann eine Elektronendichtevariation bis zu einigen 10 % als wahrscheinlich angenommen werden, so daß bei der Betriebsfrequenz 14,7 MHz ohne weiteres das Gebiet der Totalreflexion zu erreichen ist.

Neben einer direkten Umlenkung des Strahls bei der Seitenreflexion kann eine Führung (Duct-Ausbreitung) in einer kanalförmigen Irregularität erfolgen (PITTEWAY und COHEN, 1961). Dieser Ausbreitungsmechanismus, bei dem der Strahl den Führungskanal nach mehrfachen Umlenkungen wieder in Richtung Empfänger verläßt, kann nach MULDREW (1963) ebenfalls durch Totalreflexion entstehen. Oftmals erfolgt hier jedoch in Gebieten höherer Elektronenkonzentration eine Umkehr der Strahlrichtung. Die Einfallsrichtung und die Ausfallsrichtung sind also etwa gleich, so daß der Strahl den Sendeort wieder erreichen kann. Da eine solche Strahlrückführung nicht beobachtet wurde, wird angenommen, daß auch bei der Seitenablenkung eine Duct-Ausbreitung nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Fokussierung und Defokussierung

Wird eine elektromagnetische Welle von einem beliebigen Objekt reflektiert, ist die je Raumwinkeleinheit zurückgestrahlte Energie W_2 proportional zur einfallenden Energie- oder Strahlungsdichte S_o. Entsprechend der Definition des Streuquerschnitts ist der Proportionalitätsfaktor als der effektive Reflexionsquerschnitt σ durch die Gleichung

$$W_2 = \sigma \cdot \frac{S_o}{4\pi} \qquad (6.30)$$

bestimmt (GROSSKOPF, 1970). Der effektive Streuquerschnitt σ für einen Streuprozeß kann nach BOOKER (1956) berechnet werden (s. Abschn. 6.2.1). Bei Totalreflexion (hier soll die Bezeichnung effektiver Reflexionsquerschnitt gewählt werden) kann von etwas einfacheren Voraussetzungen ausgegangen werden. Es wird angenommen, daß das reflektierende Objekt durch ein Volumen zu beschreiben ist, an dessen Oberfläche (z.B. eine Fläche konstanter Elektronendichte) die Welle total reflektiert wird (Reflexionskoeffizient R = 1). Die Umgebung eines beliebigen Punktes des Reflektors wird durch die Krümmungsradien (in zwei in diesem Punkt senkrecht aufeinander stehenden Flächen) beschrieben. Sind die Abmessungen der Umgebung dieses Punktes groß gegen die Wellenlänge der einfallenden Strahlung, ist der effektive Reflexionsquerschnitt aus der Geometrie zu berechnen.

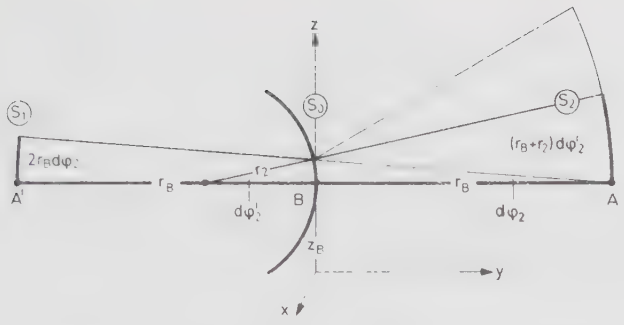


Abb. 29 Geometrie zur Berechnung des effektiven Reflexionsquerschnitts.

Fällt von einem Punkt A eine elektromagnetische Welle auf die reflektierende Oberfläche eines Körpers, der im Auftreffpunkt B durch die Krümmungsradien r_1 (in der x,y-Ebene) und r_2 (in der y,z-Ebene) beschrieben ist, ist nach Abbildung 29 bei konvexer Krümmung eine Defokussierung der reflektierten Strahlung zu erwarten. Die Defokussierung ist gegeben durch das Verhältnis der Strahlungsdichten S_2 und S_1:

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{dF_1}{dF_2} = \frac{r_B\, d\varphi_1}{(r_B + r_1)\, d\varphi'_1} \cdot \frac{r_B\, d\varphi_2}{(r_B + r_2)\, d\varphi'_2} . \tag{6.31}$$

dF_1 und dF_2 stellen die Flächenelemente in A' und A dar. Für kleine $d\varphi$ ist

$$r_B\, d\varphi_{1,2} = r_{1,2}\, d\varphi'_{1,2} . \tag{6.32}$$

Damit wird

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{r_1}{(r_B + r_1)} \cdot \frac{r_2}{(r_B + r_2)} . \tag{6.33}$$

Ähnliche Überlegungen führen zu einer Fokussierung

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{r_1}{(r_B - r_1)} \cdot \frac{r_2}{(r_B - r_2)} \tag{6.34}$$

bei konkaver Krümmung der reflektierenden Fläche.

Aus Abbildung 29 folgt, daß die Strahlungsdichte S_o im Punkt B auf der Körperoberfläche viermal größer ist als die Strahlungsdichte S_1 im Punkt A':

$$S_o = 4\, S_1 . \tag{6.35}$$

Die reflektierte Energie W_2 bewirkt offenbar in der Entfernung r_B eine Strahlungsdichte $S_2 = \frac{W_2}{r_B^2}$. Damit folgt aus (6.30) und (6.35)

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{\sigma}{\pi r_B^2}. \tag{6.36}$$

Mit (6.33) und (6.34) wird dann der effektive Reflexionsquerschnitt für Defokussierung und Fokussierung

$$\sigma = \frac{\pi r_B^2 r_1 r_2}{(r_B \pm r_1)\cdot(r_B \pm r_2)}. \tag{6.37}$$

Das Pluszeichen gilt für Defokussierung (konvexe Krümmung) und das Minuszeichen gilt für Fokussierung (konkave Krümmung).

Die gleiche Beziehung erhält man auch aus der Umrechnung des Divergenzkoeffizienten bei der Reflexion an der Erdoberfläche, der nach einem anderen Verfahren von BECKMANN und SPIZZICHINO (1963) abgeleitet wurde.

Für die folgende Berechnung von effektiven Reflexionsquerschnitten bei Seitenreflexionsbedingungen auf der transäquatorialen Strecke Lindau - Tsumeb soll das in Abschnitt 5.4 eingeführte topozentrische Koordinatensystem benutzt werden, das schon in den Abbildungen 15 und 29 Verwendung gefunden hat. Die x-Achse zeige also in Südrichtung, die y-Achse in Ostrichtung und die z-Achse zeige senkrecht nach oben. Die Konturen der Elektronendichte der Spread-F-Irregularitäten seien in der y,z-Ebene durch Ellipsen beschrieben, deren Mittelpunkt im Seitenreflexionspunkt B in der Höhe z liege (s. Abb. 30). Die große Achse der Ellipse bilde mit der z-Achse den Winkel χ. In der x,z-Ebene seien die Elektronendichtekonturen magnetfeldausgerichtet.

Der Krümmungsradius r_1 in der x,z-Ebene ist dann durch die Inklination des Erdmagnetfeldes bestimmt. Wie leicht mit Hilfe der Beziehung für die Beschreibung der Feldlinien $r = r_{\Phi_0} \cos^2\Phi$ (Φ = geomagnetische Breite, $r_{\Phi_0}(\Phi = 0^o) = r_E + z \approx 6750$ km) berechnet werden kann, ist am magnetischen Äquator ($\Phi' = 0^o$) der Krümmungsradius $r_1 = \frac{r_{\Phi_0}}{3}$. Dieser Wert kann in guter Näherung auch für die Umgebung des magnetischen Äquators eingesetzt werden.

Der Krümmungsradius r_2 ist nach Abbildung 30 aus der Ellipsengleichung für jeden Winkel χ und einen beliebigen Einfallswinkel ψ' zu berechnen. Es ist im Ellipsensystem $(\bar{y},\bar{z})$

$$r_2 = \frac{(1 + \bar{z}'^2)^{\frac{3}{2}}}{\bar{z}''}, \tag{6.38}$$

wobei $\bar{z}' = c' \bar{y}_o$ und $\bar{z}'' = c' \cdot (1 + \frac{\bar{y}_o^2}{a^2 \cdot (1 - (\frac{\bar{y}_o}{a})^2)})$ mit $c' = -\frac{b}{a^2 \sqrt{1 - (\frac{\bar{y}_o}{a})^2}}$ ist.

Die Koordinate $\bar{y}_o$ soll so gewählt werden, daß die Richtung $\underline{k}'$ der Schnittgeraden der durch die Vektoren $\underline{k}_1$ und $\underline{k}_2$ gebildeten Ausbreitungsebene (s. Abb. 15) und der y,z-Ebene senkrecht auf der Ellipse steht, da dann die Reflexionsbedingungen erfüllt sind. Entsprechend der Steigung der Ellipse an der Stelle $\bar{y}_o$ ist

$$\tan(\psi' - \chi) = c' \bar{y}_o . \qquad (6.39)$$

Daraus folgt

$$\bar{y}_o = \pm \frac{a \cdot \tan(\psi' - \chi)}{\sqrt{\frac{b^2}{a^2} + \tan^2(\psi' - \chi)}} . \qquad (6.40)$$

Damit ist nach (6.38) der Krümmungsradius r_2 zu berechnen.

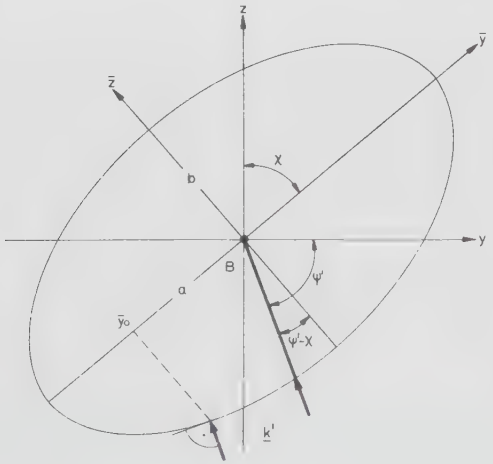


Abb. 30 Ellipsenförmige Reflexionsfläche.
χ = Schräglage der Ellipsenkontur,
ψ' = Schräglagenwinkel der Ausbreitungsebene,
$\underline{k}'$ = effektive Einfallsrichtung (Schnittgerade zwischen Ausbreitungsebene und y,z-Ebene),
a,b = Halbachsen der Ellipse.

Aus der Reflexionsgeometrie können für die Reflexionskurve $\vartheta' = 0^{\circ}$ nach Abbildung 16 die Winkel ϑ und ψ' als Funktion des Azimutwinkels α bzw. der Laufzeit t' oder der geographischen Koordinate λ_B angegeben werden. Die Länge des Ausbreitungsweges zwischen Sender, Seitenreflexionspunkt und Empfänger ist direkt aus der Laufzeit zu berechnen. Es ist für die Übertragung von Lindau nach Tsumeb wegen der relativ günstigen Streckensymmetrie zum magnetischen Äquator (s. Abb. 3) zulässig, den Gesamtlaufweg zu halbieren, so daß die Entfernung $r_{B1} = A_1 - B$ gleich der Entfernung $r_{B2} = B - A_2$ gesetzt wird (s. (6.2)).

Fällt bei der Seitenreflexion die Strahlung unter den nach Abbildung 15 definierten Winkeln $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta$ auf die reflektierende Fläche, ist für (6.37) ein modifizierter Reflexionsquerschnitt einzusetzen, der sich aus der Geometrie zu

$$\sigma' = \frac{\pi r_B^2 r_1 r_2 \sin\vartheta}{(r_B - r_1 \sin\vartheta)\cdot(r_B + r_2)} \qquad (6.41)$$

ergibt (BECKMANN et al., 1963).

Zum Vergleich von Rechnung und Messung ist es günstig, den durch (6.41) gegebenen Reflexionsquerschnitt auf den Reflexionsquerschnitt (6.7) zu normieren, der unter normalen Bedingungen bei Ausbreitung entlang des Großkreises erwartet werden kann. Diese Normierung gestattet es, relative Abweichungen zwischen der Feldstärke von Großkreiswegen und der Feldstärke von Nichtgroßkreiswegen zu betrachten.

Entsprechend Gleichung (6.10) ist der gemessene effektive Reflexionsquerschnitt

$$\sigma_A = \pi \frac{P_{EA}}{P_{EG}} \cdot \left(\frac{r_B'^2}{r_B}\right)^2 . \qquad (6.42)$$

P_{EA} ist die bei Großkreisabweichung ($\alpha \neq 0^{\circ}$) gemessene Signalstärke und P_{EG} ist die entsprechende Signalstärke für $\alpha = 0^{\circ}$. Mit $r_B' = r_B + \Delta r_B = \frac{p'}{2}$ ist die halbe Gruppenlaufweglänge bei Großkreisabweichung angegeben, während r_B die halbe Gruppenlaufweglänge entlang des Großkreises angibt. Mit Gleichung (6.41) ist dann für Fokussierung durch r_1 und Defokussierung durch r_2

$$P' = \frac{P_{EA}}{P_{EG}} = \left(\frac{r_B}{r_B'}\right)^2 \cdot \frac{r_1 r_2 \sin\vartheta}{(r_B' - r_1 \sin\vartheta)\cdot(r_B' + r_2)} = \left(\frac{r_B}{r_B'}\right)^2 s' . \qquad (6.43)$$

Wird P' in Dezibel (dB) gemessen, kann geschrieben werden

$$P = 10 \log P' = 20 \log \frac{r_B}{r'_B} + 10 \log s' . \qquad (6.44)$$

Diese Größe gibt direkt die Signalstärkedifferenz zwischen Großkreis- und Nichtgroßkreisausbreitung an.

Es ist bei diesen Berechnungen der Signal- oder Feldstärke zu berücksichtigen, daß die beleuchtete Oberfläche des Reflektors mindestens den Durchmesser d_F der ersten Fresnelzone haben sollte. Nach SUGAR (1964) ist

$$d_F = \frac{\sqrt{2 \lambda r'_B}}{\sin \vartheta} . \qquad (6.45)$$

Für $\vartheta = 30^o$, $r'_B = 5 \cdot 10^6$ m und die Wellenlänge $\lambda = 20$ m wird $d_F \approx 3 \cdot 10^4$ m. Die Irregularitätenwolken des äquatorialen Spread-F (Medium- und Large-Scale-Irregularitäten) haben mindestens Ausdehnungen dieser Größenordnung und auch die von einem HF-Sendeimpuls beleuchtete Fläche ist in ihrer Längsausdehnung größer als 30 km (s. Abschn. 6.2.1).

Für realistische Achsverhältnisse $\frac{b}{a}$ ist in Abbildung 31 die berechnete Feldstärkedifferenz P als Funktion der geographischen Länge λ des Seitenreflexionspunktes B für die Reflexionskurve $\vartheta' = 0^o$ und den Mode 5-5 aufgetragen. Diese Darstellung erlaubt über die Definition der Informationsrate PR2 (s. Abschn. 5.2.2) einen Vergleich mit den in Abschnitt 5.5, Abbildung 23, angegebenen zonalen Häufigkeitsverteilungen. Für eine Schräglage der Elektronendichtekonturen $\chi = 55^o$ liegen die Maxima dieser Kurve bei etwa $\lambda = 0^o$. In diesem Bereich der höchsten Feldstärke von Seitenwegen zeigen ebenso die Beobachtungen Häufigkeitsmaxima (Abb. 23). Auch der Abfall der berechneten Feldstärke in westlichen Bereichen und die West-Ost-Unsymmetrie spiegeln sich in der Beobachtungshäufigkeit von seitenreflektierenden Irregularitäten wieder. Nach der Definition der Informationsrate PR2 (s. Abschn. 5.2.2) entspricht die Feldstärkedifferenz von ungefähr 20 dB zwischen $\lambda \approx 0^o$ und $\lambda \approx 25^o$ O einem Abfall der Beobachtungshäufigkeit um mindestens den Faktor 0,5. Wie die Beobachtungen zeigen, werden im Westen daher mehr als doppelt soviel Irregularitäten beobachtet als im Osten.

Dieser Vergleich von Beobachtungswerten läßt annehmen, daß das Modell der schräggiegenden Elektronendichtekonturen von Medium- und Large-Scale-Irregularitäten den Sachverhalt der Seitenreflexion mit guter Näherung beschreibt. Bei

optimaler Anpassung der berechneten und der aus Beobachtungen reduzierten Werte kann hier angegeben werden, daß die Schräglage der Elektronendichtekonturen gegen die Horizontale etwa 35° beträgt ($\psi' = \chi \approx 55^{\circ}$). Das Achsverhältnis der Elektronendichtekonturen $\frac{b}{a}$ liegt nach dieser Betrachtung zwischen 0,1 und 0,3. Wie in Abschnitt 7.1 gezeigt wird, kann aus dem Feldstärkeabfall für zunehmende Azimutabweichung α(West) eine genauere Angabe des Achsverhältnisses abgeleitet werden.

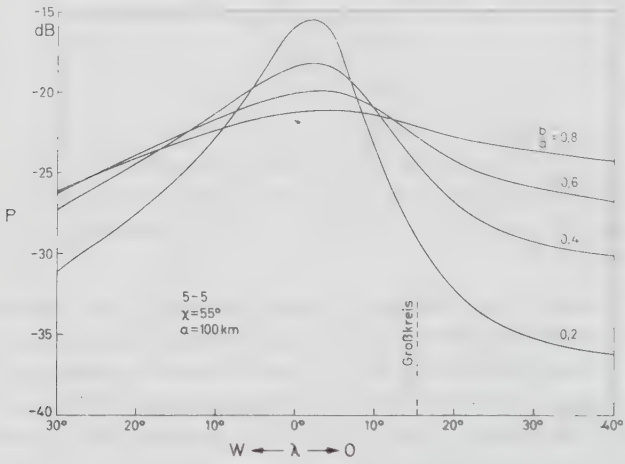


Abb. 31 Feldstärkevariation durch Defokussierung an ellipsenförmigen Elektronendichtestrukturen.
Abhängigkeit von der geographischen Länge λ des Seitenreflexionspunktes, der auf der Reflexionskurve $\vartheta' = 0^{\circ}$ liegt.

7. STRUKTUR VON SPREAD-F-IRREGULARITÄTEN (FELDSTÄRKEUNTERSUCHUNGEN)

Die Auswertung von Feldstärkemessungen läßt Rückschlüsse auf räumliche und zeitliche Variationen von Irregularitätenformationen zu. Aus den Parametern der Amplitudenverteilungen können Aussagen über die räumliche Variation der Elektronendichte abgeleitet werden. Untersuchungen der zeitlichen Änderungen von Feldstärkeamplituden führen auf die Erhaltungszeiten von Irregularitätenformationen.

7.1. Mittlere Feldstärke

Die Feldstärkeuntersuchungen basieren auf den nach Kapitel 3 gespeicherten Amplituden A der Empfängereingangsspannung. Die mittlere Empfangs- oder Signalleistung P_M ist durch den Erwartungswert der quadrierten Amplituden $E(A^2)$ zu berechnen. Über die Umrechnung in dB-Einheiten erhält man direkt die mittlere Feldstärke, die über den Streu- und Reflexionsquerschnitt von Spread-F-Irregularitäten Aufschluß gibt.

In Abbildung 32 ist ein typischer Verlauf der gemessenen Signalleistung P_M als Funktion der absoluten Laufzeit t' wiedergegeben. Jede Kurve dieses Diagramms entspricht dem zeitlichen Mittelwert, der je Minute aus 3000 Einzelmeßwerten pro Laufzeitintervall von 166,7 µs berechnet wurde. Auch hier sind die in Kapitel 4 dargestellten typischen Charakteristika der transäquatorialen Ausbreitung zu erkennen. Es treten Großkreisabweichungen bis etwa $\alpha = 45^{\circ}$ W auf. Um 2017 UT entstehen fast gleichzeitig drei diskrete Übertragungswege in unterschiedlichen Positionen. Die Feldstärke dieser Wege bei $t' \approx 34$ bis 37 ms steigt innerhalb weniger Minuten auf beträchtliche Werte an, die nur 6 dB schwächer als die unter Großkreisausbreitung bei $t' = 27{,}8$ bis 29,0 ms beobachteten Signalleistungen sind. In diesem Bereich ist die Feldstärkeabstufung zwischen 3F- (-75 dBm), 4F- (-64 dBm) und 5F-Übertragung (-62 dBm) gut zu erkennen. Um 2024 UT können mindestens sechs unterschiedliche, quasi-periodisch auftretende Seitenwege beobachtet werden. Konzentriert man sich auf einzelne Wege, erkennt man die zeitliche Veränderung der absoluten Laufzeit, die durch eine ostwärts und abwärts gerichtete Bewegung der seitenreflektierenden Irregularitätenwolken entsteht.

Aus mehreren Beobachtungsreihen ist ein gemittelter Feldstärkeverlauf zu bestimmen. Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 6.2 kann dann aus dem Verhältnis der bei Großkreisausbreitung beobachteten Signal- oder Feldstärke P_{EG} und der bei Nichtgroßkreisausbreitung auftretenden Signalstärke P_{EA} nach (6.11)

der effektive Streu- oder Reflexionsquerschnitt $\overline{\sigma}_A$ berechnet werden. Für die in Abschnitt 6.2.1 durchgeführte Abschätzung wird die Signalstärke P_{EA} für $\alpha = 20^{\circ}$ W benötigt. Dort ist $Q'_{korr} = 13{,}81$. Aus der Differenz $P_M(\alpha = 20^{\circ}) - P_M(\alpha = 0^{\circ}) \simeq -3$ dB folgt $\overline{\sigma}_A \simeq -0{,}3 + 13{,}81 \simeq 13{,}5$. In Abschnitt 6.2.1 ist abgeschätzt worden, daß dieser Wert nur durch eine Totalreflexion an Spread-F-Irregularitäten zu erklären ist.

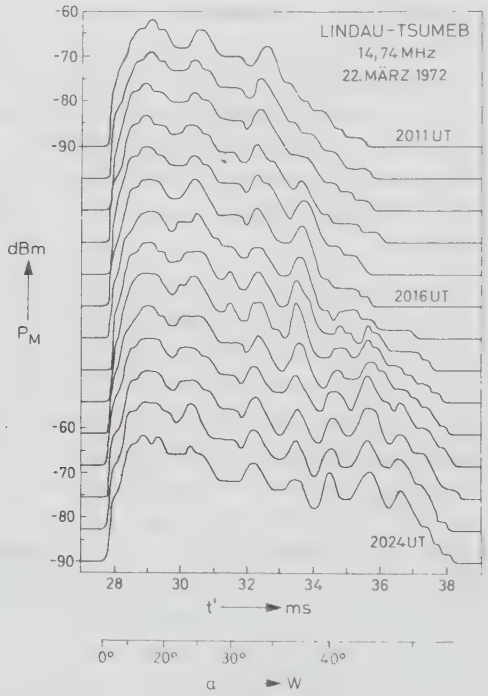


Abb. 32 Gemessene mittlere Feldstärke P_M von Seitenwegen. Die Kurven sind jeweils gegeneinander versetzt (dBm ≙ dB in Bezug auf 1 mW).

Der gemittelte Feldstärkeverlauf kann weiterhin verwendet werden, um mit Hilfe der in Abbildung 31 dargestellten berechneten Feldstärkevariation auf das Achsverhältnis der ellipsenförmigen Elektronendichtekonturen zu schließen. Aus den Rechnungen folgt, daß die Höhe des Feldstärkemaximums der bei $\lambda \simeq 0^{\circ}$

auftretenden Seitenwege sehr empfindlich von der Länge der großen Achse und vom Krümmungsradius in der N-S-Ebene abhängig ist. Es zeigt sich, daß die Annahme, die Elektronendichtekonturen in den Irregularitätenwolken seien magnetfeldausgerichtet, nicht ausreicht, um die beobachteten Feldstärkewerte zu erklären. Die Konturen dürften auch in der N-S-Ebene mehr durch eine ellipsenförmige Struktur zu beschreiben sein. Damit wird der Krümmungsradius $r_1 > \frac{r_{\Phi_0}}{3}$ (s. Abschn. 6.2.2). Wegen dieser Beobachtung ist es nun nicht mehr möglich, aus dem Absolutwert der Feldstärke auf die Länge der großen Achse 2a zu schließen, weil ein Wert für r_1 nicht bekannt ist.

Da für ein konstantes Achsverhältnis die Form der Kurven in Abbildung 31 für unterschiedliche a und r_1 etwa erhalten bleibt, kann jedoch versucht werden, aus der Steigung der Kurven auf das Achsverhältnis $\frac{b}{a}$ zu schließen. Um einen direkten Vergleich mit Meßwerten zu ermöglichen, ist es angebracht, die Feldstärkeänderung, also die Steigung $\frac{\Delta P}{\Delta \lambda}$ der Kurven in Abbildung 31, als Funktion der Laufzeit t' aufzutragen. Abbildung 33 zeigt eine Kurvenschar in dieser Dar-

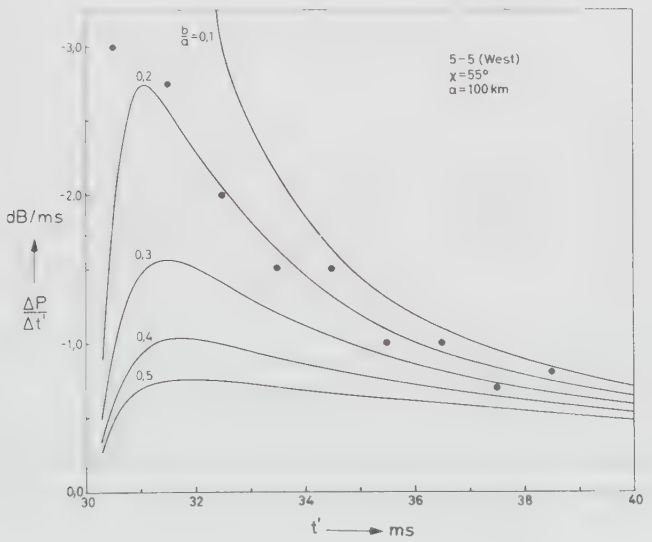


Abb. 33 Änderung der Feldstärke $\frac{\Delta P}{\Delta t'}$ als Funktion der Laufzeit t'. Bei Laufzeiten, die kleiner sind als t' ≈ 30 ms, ist die Auswertung durch Großkreiswege gestört.
• gemittelte Meßwerte,
———— Rechnung.

stellungsart, wobei $\frac{\Delta P}{\Delta t'}$ nach Kapitel 5 aus $\frac{\Delta P}{\Delta \lambda}$ bestimmt ist. Hier ist für a ein realistischer Wert von 100 km angenommen worden und es ist $r_1 = \frac{r\Phi_o}{3}$. Durch Punkte sind die außerhalb des Großkreisbereiches beobachteten Meßwerte eingetragen. Der Vergleich zwischen Messung und Rechnung zeigt, daß $\frac{b}{a} \approx 0{,}2$ ist.

Die Achslänge 2a kann kaum größer werden als beobachtete Durchmesser oder West-Ost-Abstände von Irregularitätenwolken. Geht man von dem in Abbildung 22 angegebenen Medianwert der West-Ost-Abstände $d_{WO} \approx 400$ km aus, kann die halbe Achslänge a maximal 200 km werden. Damit wird die halbe Länge der kleinen Achse $b \leq 40$ km. Dieser Wert entspricht etwa der halben Schichtdicke unter Spread-F-Bedingungen und dürfte damit als realistisch angesehen werden.

7.2. Schwankungen der Feldstärkeamplituden (Fading)

Bei der Untersuchung der Schwankung von Signalamplituden, die im folgenden nach der Amplitudenhäufigkeitsverteilung und dem Fadingspektrum ausgewertet werden sollen, werden einzelne Seitenwege, d.h. Irregularitätenwolken, getrennt betrachtet. Hierzu wird aus den Feldstärkedaten ein nach Abbildung 32 ausgesuchter Laufzeitbereich eines interessierenden Ausbreitungsweges ausgewählt und in jeder Impulsperiode (20 ms) der Spitzenwert des Impulssignals bestimmt. Hieraus kann einmal die Häufigkeitsverteilung dieser Impulsamplituden in einem vorgegebenen Zeitbereich abgeleitet werden. Diese Verteilung gibt Aufschluß über den im Signal enthaltenen Streuanteil, d.h. es werden Aussagen über Elektronendichtevariationen in den seitenreflektierenden Irregularitäten möglich. Weiterhin kann aus der zeitlichen Schwankung der Impulsamplituden das Spektrum der Fadingfrequenzen berechnet werden, das über Strukturänderungen in Irregularitäten Aufschluß gibt.

7.2.1. Häufigkeitsverteilungen

Zur Deutung von gemessenen Amplitudenhäufigkeitsverteilungen ist es notwendig, analytische Modelle zu finden, welche die durch die Irregularitäten in der Ionosphäre verursachten Feldstärkeschwankungen (Schwund oder Fading genannt) erklären können. Rückwirkend ist dann aus den gemessenen Verteilungen auf die Struktur der Irregularitäten zu schließen.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von Feldstärkeamplituden, die mit analytischen Methoden erhalten werden, basieren auf unterschiedlichen Annahmen über die Struktur der zum Fading beitragenden, sich überlagernden Signale. Am häufigsten wird ein Modell benutzt, das die realen Bedingungen in erster Näherung wiedergibt (McNICOL, 1949; KLEMPERER, 1963; GROSSKOPF, 1970). Hier wird ange-

nommen, daß sich das elektromagnetische Feld am Empfangsort aus einem total reflektierten Anteil a_r und einer Vielzahl von Elementarkomponenten a_{s_j} zusammensetzt, die durch Streuung an statistisch schwankenden Elektronendichteirregularitäten in der Ionosphäre entstehen (BOWHILL, 1957). Das resultierende Feld ist dann

$$E_r = a_r + \sum_j a_{s_j} \qquad (7.1)$$

mit $a_r = A_r \exp(-i(\omega_r t - \varphi_r))$ und $a_{s_j} = A_{s_j} \exp(-i(\omega_{s_j} t - \varphi_{s_j}))$.

Es wird vorausgesetzt, daß die reflektierte Komponente a_r persistent ist, d.h. durch eine konstante Amplitude A_r, konstante Phase φ_r und konstante Kreisfrequenz ω_r (entsprechend der Sendefrequenz) gekennzeichnet werden kann. Die gestreuten Komponenten a_{s_j} sind durch einen stationären Gaußschen Zufallsprozeß (z.B. weißes Rauschen) dargestellt. Die Amplitudenverteilung dieses statistischen Feldes ist dann durch eine Rayleigh-Verteilung gegeben (TAUBENHEIM, 1969):

$$w(A_s) = \frac{2A_s}{E(A_s^2)} \exp\left(-\frac{A_s^2}{E(A_s^2)}\right) . \qquad (7.2)$$

Die Phasen φ_{s_j} sind gleichverteilt zwischen 0 und 2π:

$$w(\varphi_s) = \frac{1}{2\pi} . \qquad (7.3)$$

$E(A_s^2)$ ist der Erwartungswert der Amplitudenquadrate (entspricht der effektiven Rausch- bzw. Streuenergie).

Zur Messung des resultierenden Feldes E_r muß das Empfangsfeld über eine Antenne einem Meßempfänger zugeführt werden, in dem das zu messende Signal phasen- und amplitudengetreu aus dem Gesamtspektrum aller möglichen ω_{s_j}, das auch die ungestörte Frequenz ω_r enthalten soll, herausgefiltert wird. Hat das Spektrum des dem persistenten Signal überlagerten Zufallsprozesses (gestreutes Signal) innerhalb der Durchlaßbreite des Empfangsfilters mit der Mittenfrequenz ω_r eine endlich große Energiedichte, dann entsteht am Ausgang des Filters eine quasi-sinusförmige Schwingung a mit statistisch schwankender Phase und Amplitude

$$a = a_r + \sum_j a_{s_j} , \qquad (7.4)$$

wobei die Einhüllende dieser hochfrequenten Schwingung mit A angegeben sei. Wegen der Überlagerung der diskreten Spektrallinie ω_r mit dem kontinuierlichen,

durch das Bandfilter gewichteten Spektrum ω_s (Schmalbandschwankungsprozeß) ist jetzt die Verteilung der Phasen nicht mehr gleichförmig zwischen 0 und 2π und die Amplitudenverteilung ist keine Rayleigh-Verteilung mehr. Es ergibt sich dann folgende Wahrscheinlichkeitsdichte der resultierenden Empfangsamplitude A, die auch Nakagami-Rice-Verteilung genannt wird (TAUBENHEIM, 1969):

$$w(A) = \frac{2A}{E(A_s^2)} \exp\left(-\frac{A^2 + A_r^2}{E(A_s^2)}\right) \cdot I_o\left(\frac{2A\,A_r}{E(A_s^2)}\right), \tag{7.5}$$

wobei $I_o(x) = J_o(ix)$ die Bessel-Funktion nullter Ordnung mit imaginärem Argument darstellt. Unter den angegebenen Voraussetzungen ist diese Nakagami-Rice-Verteilung unabhängig von der Durchlaßcharakteristik des angewendeten Bandfilters (RATCLIFFE, 1948).

Es definiere

$$Q^2 = \frac{A_r^2}{E(A_s^2)} \tag{7.6}$$

das Verhältnis der Energie des total reflektierten Anteils A_r zur Energie des gestreuten Anteils A_s (auch Rauschabstand genannt), dann wird (7.5)

$$w(A) = \frac{2A}{E(A_s^2)} \exp\left(-Q^2 \cdot \left(\frac{A^2}{A_r^2} + 1\right)\right) \cdot I_o\left(\frac{2Q^2 A}{A_r}\right). \tag{7.7}$$

Der Erwartungswert der quadrierten resultierenden Amplitude A ist gleich der Summe aus dem Erwartungswert der quadrierten persistenten Amplitude A_r und dem Erwartungswert der quadrierten gestreuten Amplitude A_s (d.h. die Gesamtenergie ist gleich der Summe aus der Energie des gestreuten und des reflektierten Anteils):

$$E(A^2) = E(A_r^2) + E(A_s^2), \tag{7.8}$$

wobei $E(A_r^2) = A_r^2$ ist. Mit (7.6) folgt dann

$$A_r^2 = \frac{Q^2 \cdot E(A^2)}{1 + Q^2}. \tag{7.9}$$

Es sei

$$A' = \frac{A}{\sqrt{E(A^2)}} \tag{7.10}$$

die normierte resultierende Amplitude. Dann kann (7.7) umgeschrieben werden in

die für Auswertungen brauchbare Form

$$w(A',Q) = A' \cdot (1+Q^2) \exp(-A'^2 \cdot (1+Q^2) - Q^2) \cdot I_0(2A'Q\sqrt{1+Q^2}) \quad . \qquad (7.11)$$

Da ein stationärer Prozeß vorausgesetzt wird, ist

$$C = 2E(A^2)^{-\frac{1}{2}} \qquad (7.12)$$

eine Konstante. Die Verteilung (7.11) geht für $Q \to 0$ in die Rayleigh-Verteilung der Streusignale über und für wachsendes Q nähert sie sich der Normalverteilung an.

Die nach (7.11) definierte Wahrscheinlichkeitsdichte zeigt also neben der Abhängigkeit von der normierten Meßamplitude A' eine Abhängigkeit vom Quotienten Q^2, der nach (7.6) das Verhältnis der Energien von persistentem Anteil (total reflektierte Welle) und statistischem Anteil (gestreute Welle) angibt. Im Hinblick auf die Untersuchung von Feldstärkeschwankungen bei transäquatorialer Ausbreitung unter Spread-F-Bedingungen kann daher versucht werden, durch einen Vergleich von gemessenen Amplitudenverteilungen mit berechneten Nakagami-Rice-Verteilungen auf das Verhältnis Q von reflektiertem zu gestreutem Anteil zu schließen.

Um jedoch mit der beschriebenen Methode einige Rückschlüsse auf den Mechanismus der Seitenreflexionen an Irregularitäten des äquatorialen Spread-F ableiten zu können, müssen einige grundlegende Voraussetzungen erfüllt sein:

Bedingung 1:

Es muß sichergestellt sein, daß die Ionosphäre außerhalb der Äquatorzone keinen wesentlichen Einfluß auf das Fadingverhalten (für Fadingfrequenzen > 2 Hz) des beobachteten Signals hat. Diese sehr wichtige Bedingung kann mit hoher Wahrscheinlichkeit als erfüllt angesehen werden, da unter normalen Bedingungen außerhalb der Äquatorzone fast ausschließlich Totalreflexion mit einem sehr geringen Streuanteil auftritt. Die Irregularitäten auf dem Weg außerhalb der Äquatorzone sind unter ungestörten Bedingungen (ruhige Magnetik) gegenüber den Irregularitäten des äquatorialen Spread-F vollständig vernachlässigbar. Die beobachteten schnellen Amplitudenfluktuationen treten nur unter Spread-F-Bedingungen auf und werden daher mit Sicherheit am Äquator erzeugt. Langsame Amplitudenfluktuationen, die außerhalb der Äquatorzone durch die Überlagerung von außerordentlichem und ordentlichem Ausbreitungsweg entstehen, sind mehr oder weniger nicht statistisch (s. Abschn. 7.2.2). Diese periodischen Fluktuationen verändern jedoch die Amplitudenhäufigkeitsverteilung, so daß eine zweite Bedingung erfüllt sein muß.

Bedingung 2:

Der persistente Anteil des Gesamtsignals darf sich nicht aus mehreren Komponenten mit veränderlicher Phase zusammensetzen. Wie die folgende Rechnung am Beispiel der Überlagerung von zwei quasi-persistenten Komponenten (konstante Amplitude, aber variable Phase) zeigt, ist hier eine U-förmige Häufigkeitsverteilung zu erwarten. Je nach Amplituden- und Phasendifferenz verändert sich dann die für den Idealfall zu erwartende Nakagami-Rice-Verteilung.

Es seien zwei quasi-persistente Komponenten gegeben durch

$$a_1(t) = A_1 \exp(-i\,\omega_r\, t) \tag{7.13}$$

und

$$a_2(t) = A_2 \exp(-i\,(\omega_r\, t - \varphi(t))) \tag{7.14}$$

mit A_1 = const und A_2 = const. Die zeitlich variable Phase $\varphi(t)$ zwischen beiden Komponenten a_1 und a_2 sei gleichverteilt zwischen 0 und 2π. Damit wird die Wahrscheinlichkeit, die Phase φ zu einem bestimmten Zeitpunkt im Intervall zwischen φ und $\varphi + d\varphi$ zu finden,

$$w(\varphi)\, d\varphi = \frac{1}{2\pi}\, d\varphi\,. \tag{7.15}$$

Die resultierende Schwingung ist gegeben durch $a(t) = a_1(t) + a_2(t)$. Die Amplitude A dieses Signals läßt sich sofort aus dem Zeigerdiagramm ablesen:

$$A(t) = +\sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1\, A_2 \cos\varphi(t)}\,. \tag{7.16}$$

Die Wahrscheinlichkeit $w(\varphi)\, d\varphi$ muß für jede Zeit t, d.h. für jedes $\varphi(t)$, mit dem dazugehörigen A(t) gleich der Wahrscheinlichkeit sein, die resultierende Amplitude A im Bereich zwischen A und A + dA zu finden. Das heißt, es ist $w(A)\, dA = w(\varphi)\, d\varphi$. Mit (7.15) folgt dann

$$w(A) = \frac{1}{2\pi}\,\frac{d\varphi}{dA}\,. \tag{7.17}$$

Aus (7.16) folgt $$\frac{dA}{d\varphi} = \frac{1}{A}\sqrt{(A_1\, A_2)^2 - \frac{1}{4}\,(A_1^2 + A_2^2 - A^2)^2}\,. \tag{7.18}$$

Wird (7.18) in (7.17) eingesetzt, folgt

$$w(A) = \frac{A}{\pi\sqrt{(2A_1\, A_2)^2 - (A_1^2 + A_2^2 - A^2)^2}} \tag{7.19}$$

mit $|A_1 - A_2| < A < |A_1 + A_2|$.

Diese Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung gilt auch, wenn die Phase $\varphi(t)$ nicht zufällig, sondern durch eine diskrete Frequenzdifferenz zwischen den Signalen $a_1(t)$ und $a_2(t)$ gegeben ist. Die Gleichung (7.14) kann ersetzt werden durch

$$a_2(t) = A_2 \exp(-i\ (\omega_r - \Delta\omega)\ t)\ , \qquad (7.20)$$

so daß die Phase $\varphi(t)$ durch die Frequenzdifferenz $\Delta\omega$ ausgedrückt wird. Bei der Addition von a_1 und a_2 ergibt sich dann eine Schwebung mit der Frequenz $\Delta\omega$ (dieser Fall kann z.B. eintreten, wenn sich ein ungestörtes Übertragungssignal mit einem durch Dopplerverschiebung veränderten Signal überlagert). Diese Schwebung wird mit dem Ausdruck "periodisches Fading" bezeichnet. Die Fadingperiode ist

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{f_q}\ , \qquad (7.21)$$

wobei f_q die Fadingfrequenz darstellt. Wird der Amplitudenverlauf mit der Abtastfrequenz $f_s = \frac{1}{\Delta t}$ (z.B. Δt = 20 ms) abgefragt, gilt für die kleinste noch auflösbare Frequenz $f_{ny} = \frac{f_s}{2}$ bzw. $2\Delta t \leq T$. Steht Δt in keinem ganzzahligen Verhältnis zu T, verschiebt sich der Abtastzeitpunkt mit jedem Umlauf, so daß jede Phase $0 < \varphi \leq 2\pi$ bei genügend großer Meßwertezahl erreicht wird. Das bedeutet: Auch im Fall einer diskreten Überlagerungsfrequenz ist die Voraussetzung einer Gleichverteilung der Phasen φ gegeben und die nach (7.19) definierte Wahrscheinlichkeitsdichte ist auch hier gültig.

In Abbildung 34 ist ein Beispiel für die nach (7.19) berechnete U-förmige Wahrscheinlichkeitsdichte w(A') eingetragen, wobei $A' = A/\sqrt{E(A^2)}$ die auf den Erwartungswert des Amplitudenquadrats normierte Amplitude ist. Diese U-Verteilung hat zwei Polstellen bei $\frac{A_2 \pm A_1}{\sqrt{E(A^2)}}$. Bei der Überlagerung dieser Verteilung mit der Verteilung der statistisch gestreuten Signale ergibt sich also eine Verfälschung der Nakagami-Rice-Verteilung, die sich in einer Verbreiterung bzw. in Nebenmaxima der Häufigkeitsverteilung äußern kann.

Wird die Form der so modifizierten Nakagami-Rice-Verteilung betrachtet, zeigt sich wegen der Unsymmetrie der U-Verteilung (die beiden Maxima liegen nicht gleich weit von 1 entfernt) eine Höherbewertung für kleine Werte A'. Diese Verzerrung der Nakagami-Rice-Verteilung täuscht bei Betrachtung der Verteilungsform einen zu großen Streuanteil vor.

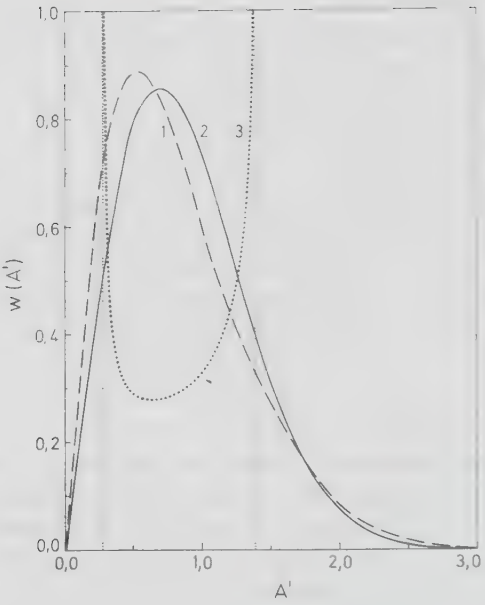


Abb. 34 Beispiele für Amplitudenverteilungen.
Die Amplituden A' sind entsprechend (7.10) normiert.
1 = Beckmann-Verteilung (Q = 0),
2 = Nakagami-Rice-Verteilung (Q = 0),
3 = U-förmige Verteilung ($A_2 = 1{,}5\ A_1$).

Bedingung 3:

Das gestreute Signal muß sich durch einen Gaußschen Prozeß beschreiben lassen. Diese Bedingung bedeutet, daß sich das Streusignal $a_s(t)$ aus vielen Elementaranteilen

$$a_s(t) = A_o + \sum_j A'_{s_j} \cos \omega_s t + \sum_j B'_{s_j} \sin \omega_s t \qquad (7.22)$$

zusammensetzt, deren Koeffizienten A'_{s_j} und B'_{s_j} normalverteilt sind. Die Amplitude auf der Frequenz ω_s ist

$$A_{s_j} = \sqrt{A'^2_{s_j} + B'^2_{s_j}} \qquad (7.23)$$

und die zugehörige Phase ist

$$\varphi_{s_j} = \arctan \frac{B'_{s_j}}{A'_{s_j}}. \qquad (7.24)$$

Der Erwartungswert dieses Prozesses ist $A_o = E(a_s)$. Sollen die Amplituden A_{sj} eine Rayleigh-Verteilung und die Phasen φ_{sj} eine Gleichverteilung zwischen 0 und 2π haben, muß jedes Koeffizientenpaar A'_{sj} und B'_{sj} ein Paar von Zufallsgrößen sein. Beide Zufallsgrößen müssen aus gleichen Gaußschen Normalverteilungen stammen. Sie müssen beide den Erwartungswert 0 haben und dürfen nicht miteinander korreliert sein (TAUBENHEIM, 1969).

Beim Streuvorgang in der Ionosphäre kann nicht a priori angenommen werden, daß jede einzelne durch A'_{sj} und B'_{sj} dargestellte Elementarwelle durch nur eine Elektronendichteirregularität erzeugt wird, die keine Wechselwirkung mit anderen Irregularitäten hat und die keine andere Elementarwelle anregt. Aus der Streutheorie für die Ionosphäre ist abzuleiten, daß immer ein Ensemble von Irregularitäten für die Erzeugung eines Streusignals verantwortlich ist und daß jede einzelne Irregularität bei der Erzeugung vieler Elementarwellen mitwirkt (BOOKER, 1956; BOWHILL, 1961). Es kann also nicht mit Sicherheit behauptet werden, die Elementarkomponenten A'_{sj} und B'_{sj} seien nicht korreliert. Ebenso darf die Forderung, daß ein Komponentenpaar A'_{sj} und B'_{sj} aus einer Normalverteilung stammt, als nicht gesichert angenommen werden (s. Erhaltungszeiten, Abschn. 7.2.2). Wird davon ausgegangen, daß die Struktur der streuenden Irregularitäten anisotrop ist (Magnetfeldausrichtung und elliptische Verteilungsdichte im Raum), kann ebenso nicht mit einer Gleichverteilung der Phasen φ_{sj} gerechnet werden. Diese Gleichverteilung ist nur gegeben, wenn die streuenden Irregularitäten im Streuvolumen gleichverteilt sind, so daß die Änderung des Phasenweges zwischen Beobachtungsort und streuender Irregularität für das gesamte Streuvolumen im Mittel gleich ist. Diese Vermutungen werden durch die im folgenden Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Auswertungen bekräftigt, da sich zeigt, daß im Fadingspektrum signifikante Amplituden auftreten.

Die hier angegebene Bedingung, den Streuvorgang durch einen Gaußschen Prozeß darstellen zu können, wird also nur mit Einschränkungen als gesichert angenommen werden können. Eine günstigere Anpassung an die ionosphärischen Verhältnisse könnte eine von BECKMANN (1962) sowie BECKMANN et al. (1963) für die Streuung an troposphärischen Irregularitäten und rauhen Oberflächen abgeleitete Amplitudenverteilung erwarten lassen. Ein Vergleich der Nakagami-Rice-Verteilung und der Beckmann-Verteilung ist in Abbildung 34 für Q = 0 dargestellt.

Bedingung 4:

Es muß ein stationärer Vorgang innerhalb eines Meßintervalls gefordert werden. Diese Bedingung ist notwendig, weil sich durch einen überlagerten Trend oder Gang

der Feldstärke der Mittelwert der Amplitudenquadrate verändert und damit sowohl die Normierungsbedingung (7.10) als auch die Konstantenbedingung (7.12) nicht erfüllt ist.

Ein stationärer Vorgang kann nur unter den folgenden Voraussetzungen angenommen werden: Wird das Meßintervall klein gewählt gegen mögliche Variationszeiträume, in denen sich z.B. Ionosphärenschichten verändern oder Irregularitäten auf- oder abgebaut werden, kann der zeitvariable Vorgang als quasi-stationär angenommen werden. Ein günstiger Kompromiß für die Bedingung einer quasi-stationären Beobachtungsreihe liegt bei etwa einer Minute, so daß einmal genügend Meßwerte für eine signifikante Auswertung vorhanden sind und zum anderen Variationen im Zustand der Ionosphäre noch keinen wesentlichen Einfluß ausüben. Nichtstatistische, langsame Änderungen des Signals, wie ein konstanter Feldstärkeanstieg oder Fading mit Perioden im Sekundenbereich, können außerdem durch geeignete Trendeliminierung oder Filterung der gemessenen Zeitreihe beseitigt werden. Dieses Verfahren ist in Abschnitt 7.2.2 bei der Berechnung des Fadingspektrums angewendet worden.

Auswertungen

Die für die Untersuchung des Reflexionsmechanismus' in der Äquatorzone sehr wesentliche erste Bedingung kann mit hoher Wahrscheinlichkeit als gesichert angenommen werden, da schnelle Amplitudenfluktuationen fast nur durch Irregularitäten des äquatorialen Spread-F erzeugt werden (der Beobachtungszeitraum am 22. März 1972 war durch ralativ ungestörte Bedingungen gekennzeichnet (Kp = 3-)). Exakte Angaben über das Verhältnis von reflektiertem zu gestreutem Anteil sind jedoch nicht möglich, da die Überlagerung von mehreren Übertragungswegen (z.B. ordentliche und außerordentliche Komponente) eine Veränderung der Amplitudenhäufigkeitsverteilung bewirkt. Auch die Bedingung, daß der Streuvorgang durch einen stationären Gaußschen Prozeß beschrieben werden kann, ist nicht uneingeschränkt gültig. Wie die im folgenden wiedergegebenen Meßergebnisse zeigen, lassen sich die beobachteten Häufigkeitsverteilungen der Amplitudenfluktuationen jedoch näherungsweise durch die Nakagami-Rice-Verteilung beschreiben, so daß zumindest eine Abschätzung möglich ist, ob die Spread-F-Seitenwege einen schwachen oder einen starken Streuanteil enthalten.

Man spricht von einem schwachen Streuprozeß, wenn die einfallende Welle das Streuvolumen der Elektronendichteirregularitäten ohne wesentliche Veränderungen durchläuft und ein nur geringer Anteil der einfallenden Welle gestreut wird (BOWHILL, 1961). Die Wechselwirkung des gestreuten Feldes mit den Irregularitäten (Streuung zweiter Ordnung) ist unter dieser Voraussetzung vernachlässigbar. Die

Amplitudenverteilung eines schwach gestreuten Signals ist durch die Überlagerung des ungestörten, persistenten Anteils mit dem gestreuten Anteil gegeben. Bei einem schwachen Streuprozeß ist der persistente Anteil sehr groß und es ergibt sich näherungsweise eine Gaußsche Normalverteilung der Amplituden.

Ein Streuprozeß wird als stark bezeichnet, wenn eine größere Anzahl von stärker streuenden Irregularitäten vorhanden ist, so daß die einfallende Welle nicht mehr ohne wesentliche Veränderungen das Medium durchlaufen kann. Hier kann die Mehrfachstreuung, d.h. die Streuung höherer Ordnung, nicht mehr vernachlässigt werden. Unter dieser Bedingung geht der persistente Anteil fast vollständig in einen gestreuten Anteil über. Die Amplitudenverteilung nähert sich für einen zunehmenden Streuanteil immer mehr der Rayleigh-Verteilung an.

Es kann der Fall eintreten, daß die Welle an irgendeiner Stelle des irregulären Mediums in Richtung zum Empfänger total reflektiert wird. Der Streuanteil des am Empfangsort beobachteten Signals ist dann die Summe aus der direkt in Richtung zum Empfänger gestreuten Energie und dem Anteil der in Ausbreitungsrichtung der ungestörten Welle gestreuten Energie, der durch Totalreflexion in Richtung zum Empfänger umgeleitet wird. Das am Empfangsort beobachtete Signal setzt sich aus dem total reflektierten, ungestörten Anteil und der Summe aller Streuanteile zusammen. Die beobachtete Amplitudenhäufigkeitsverteilung läßt beim Vergleich mit der Nakagami-Rice-Verteilung eine Aussage zu, ob die hier zu untersuchenden Spread-F-Seitenwege einen schwachen Streuanteil besitzen, also im wesentlichen durch Totalreflexion entstehen, oder durch einen starken Streuprozeß ohne wesentlichen Reflexionsanteil bewirkt werden.

Für den Vergleich einer beobachteten mit einer nach Gleichung (7.11) definierten theoretischen Verteilung müssen die beobachteten Amplitudenwerte auf den für das Meßintervall geltenden Erwartungswert der Amplitudenquadrate (s. Gleichung (7.10)) normiert werden. Eine Prüfung der Übereinstimmung dieser Histogramme mit der Nakagami-Rice-Verteilung kann nach dem System der sogenannten Maximum-Likelihood-Methode erfolgen (ISERMANN, 1972). Dieses Verfahren geht davon aus, daß die beobachtete Verteilung mit guter Näherung durch die theoretische Verteilung zu beschreiben ist. Diese theoretische Modellverteilung wird als plausibelste Verteilung angenommen. Es müssen die unbekannten Parameter der Modellverteilung bestimmt werden (hier nur der Normierungsfaktor $E(A^2)^{-1/2}$ der Modellverteilung und das nach (7.6) definierte Verhältnis Q^2 der reflektierten zur gestreuten Energie), die die Anpassung der Modellverteilung und der beobachteten Verteilung optimal werden lassen. Diese empirisch bestimmten Werte werden als beste Schätzwerte der unbekannten Parameter angenommen.

Die optimale Anpassung beider Verteilungen kann einmal definiert werden durch das Minimum der quadrierten Abweichung

$$\frac{1}{(m-1)} \sum_{i=1}^{m} (w_i - w_i')^2 = \text{Minimum}, \qquad (7.25)$$

wobei w_i die Klassenhäufigkeit der i-ten Klasse der Beobachtungswerte und w_i' den zur Klassenmitte gehörenden theoretischen Wert angibt. Die Zahl der Klassen ist durch m angegeben. Hier spricht man von einer effizienten oder wirksamen Parameterschätzung. Eine günstigere Methode ist jedoch eine Anpassung, die die Signifikanz der Übereinstimmung beider Verteilungen zum Maximum macht. Diese Methode läßt durch die Aussage der optimalen Signifikanz (minimale Fehlerwahrscheinlichkeit) eine weitere Information über die Parameterschätzung zu, so daß eine bessere Näherung an die erschöpfende Schätzung möglich ist. Die Signifikanzprüfung kann vom χ^2-Test ausgehen, der die relative Abweichung zwischen den m Klassen beider Verteilungen berücksichtigt. Es wird angenommen, daß die Größe

$$C^2 = \sum_{i=1}^{m} \frac{(w_i - w_i')^2}{w_i + w_i'} \qquad (7.26)$$

durch eine χ^2-Verteilung zu beschreiben ist (TAUBENHEIM, 1969). Der χ^2-Test erlaubt eine Aussage, mit welcher Wahrscheinlichkeit die beobachteten Abweichungen zwischen beiden Verteilungen nur zufällig sind. Läßt man die Testgröße C^2 für alle möglichen Kombinationen von $E(A^2)^{-1/2}$ und Q^2 zum Minimum werden, erhält man die theoretische Verteilung, die mit bester Signifikanz die beobachtete Häufigkeitsverteilung beschreibt. Ein Schätzwert für die Fehlerwahrscheinlichkeit kann durch den Vergleich des optimalen Wertes C^2_{opt} mit den theoretischen Werten der χ^2-Verteilung unter Berücksichtigung der Klassenzahl erhalten werden (ABRAMOWITZ et al., 1968).

Zur Bestimmung der Testgröße C^2 muß die theoretische Modellverteilung berechnet werden. Die nach Gleichung (7.11) definierte Nakagami-Rice-Verteilung ist das Produkt aus einer Exponentialfunktion und der Bessel-Funktion nullter Ordnung mit imaginärem Argument, die nach ABRAMOWITZ et al. (1968) durch eine Polynomapproximation zu berechnen ist.

Die in Abbildung 35 dargestellten Modellverteilungen sind mit Hilfe eines Iterationsverfahrens optimal (C^2 = Minimum) an die beobachteten Verteilungen angepaßt. Die Abweichungen in den einzelnen Klassen der beobachteten und der theoretischen Verteilung sind systematisch (nicht biasfrei) und eine Erhöhung

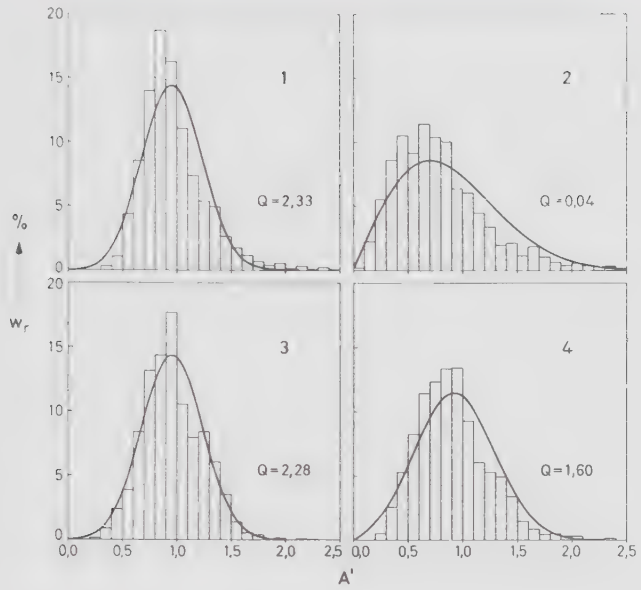


Abb. 35 Anpassung von gemessenen Amplitudenverteilungen (Kästchen) und Modellverteilungen nach Nakagami-Rice (durchgezogene Kurven). 22. März 1972, 14,741 MHz;
1 = Großkreisweg bei t' ≈ 28,0 ms (1805 UT),
2 = atmosphärisches Rauschen,
3 = Seitenweg bei t' ≈ 32,0 ms (2020 UT),
4 = Seitenweg bei t' ≈ 35,2 ms (2020 UT).
Jede Verteilung ist aus 3000 Einzelmeßwerten gewonnen (d.h. Meßintervall = 1 min).

der Zahl der Beobachtungswerte bringt keine bessere Anpassung der beiden Verteilungen. Die nach dem χ^2-Test bestimmte Fehlerwahrscheinlichkeit ist in jedem Fall größer als 50 %. Es ist hieraus zu schließen, daß die Nakagami-Rice-Verteilung die bei der betrachteten Ausbreitung vorliegenden Verhältnisse nicht optimal beschreibt. Weiterhin ist zu erkennen, daß bei den beobachteten Verteilungen 1, 3 und 4 kleine Nebenmaxima zwischen A' = 1,0 und 1,5 auftreten, die auf eine untergelagerte U-Verteilung hindeuten. Die angegebenen Voraussetzungen für die Beschreibung des Fadingprozesses durch die Nakagami-Rice-Verteilung können also erwartungsgemäß nicht exakt erfüllt werden.

Obwohl dieses Auswerteprinzip bei Verwendung der Nakagami-Rice-Verteilung

keine konsistente Schätzung des Parameters Q zuläßt, kann jedoch zumindest die folgende Aussage als richtig angenommen werden: Ist Q > 1, wird mit großer Wahrscheinlichkeit ein persistenter Anteil im Signal enthalten sein. Der Streuanteil wird wahrscheinlich sogar schwächer als der reflektierte Anteil sein, so daß die Ausbreitung im wesentlichen durch Totalreflexion gegeben ist (schwacher Streuprozeß). Diese Hypothese kann durch die Betrachtung von zwei Grenzfällen bekräftigt werden: Die Ausbreitung entlang des Großkreises muß selbst unter Spread-F-Bedingungen immer einen total reflektierten Anteil enthalten. Wie die Analyse (s. Abb. 35, Diagramm 1) beweist, ist das Verhältnis Q hier erwartungsgemäß eindeutig größer als 1. Die Analyse der Häufigkeitsverteilung des atmosphärischen Rauschens (Abb. 35, Diagramm 2) zeigt dagegen nur einen vernachlässigbar kleinen persistenten Anteil (Q ≈ 0). Der mit Hilfe der Anpassung an die Nakagami-Rice-Verteilung bestimmte Parameter Q beschreibt also diese beiden Grenzfälle richtig, obwohl auch die Rauschverteilung durch die Beckmann-Verteilung besser angepaßt würde. (Hieraus ist zu schließen, daß auch das atmosphärische Rauschen nicht einem echten Gaußprozeß entspricht. Dagegen zeigte eine Testauswertung des Empfängerrauschens eine klare Übereinstimmung mit der Rayleigh-Verteilung.)

Sind im Signal mehrfach persistente Anteile vorhanden (vgl. Bedingung 2, S. 88), wie es im allgemeinen für die ionosphärische Ausbreitung zu erwarten ist (angedeutet durch die Nebenmaxima in den Verteilungen 1, 3 und 4 der Abb. 35), verschiebt sich die Amplitudenhäufigkeitsverteilung in Richtung kleinerer A' und damit in Richtung kleiner Q. Die von BECKMANN (1962) angegebene Verteilung zeigt im Vergleich zur Nakagami-Rice-Verteilung für gleiches Q ebenfalls eine Verschiebung der Häufigkeit zu niedrigeren Amplituden A' (s. Abb. 34). Bei der Beschreibung des Ausbreitungsprozesses durch die Nakagami-Rice-Verteilung wird also eher die untere Grenze als die obere Grenze des Parameters Q bestimmt. Führt eine Analyse auf den Wert Q > 1, kann daher mindestens die Aussage abgeleitet werden, daß im untersuchten Signal ein totalreflektierter Anteil enthalten ist.

Aussagen über den Reflexionsmechanismus von Seitenwegen bei transäquatorialer Kurzwellenausbreitung können aus den in den Diagrammen 3 und 4 der Abbildung 35 dargestellten Amplitudenverteilungen gewonnen werden. Die hier ausgewerteten Signale sind bei Azimutabweichungen von $\alpha \approx 30^{\circ} - 45^{\circ}$ W beobachtet (s. Abb. 32). Die Analyse nach der Nakagami-Rice-Verteilung ergibt für beide Seitenwege eindeutig einen reflektierten Anteil. Wie die Amplitudenverteilung des bei 35,2 ms beobachteten Seitenweges (Abb. 35, Diagramm 4) erkennen läßt, ist der reflek-

tierte Anteil dieses gerade entstehenden Seitenweges geringer als der reflektierte Anteil eines schon mehrere Minuten existierenden Seitenweges (Abb. 35, Diagramm 3). Dieser Seiten- oder Nichtgroßkreisweg bei 32,0 - 32,8 ms weist jedoch einen ebenso großen reflektierten Anteil auf wie der bei 28,0 - 28,8 ms (Abb. 35, Diagramm 1) beobachtete Großkreisweg ($\alpha = 0^{o}$). Es kann daher angenommen werden, daß der Reflexionsmechanismus für Großkreis- und Nichtgroßkreiswege vergleichbar ist. Bei der Seitenreflexion treten also ähnlich starke Elektronendichtegradienten in der schrägliegenden Ausbreitungsebene auf wie bei einer normalen Ausbreitung in der vertikalen Großkreisebene. Da es sich folglich um einen schwachen Streuprozeß handelt, ist es zutreffender, beim Mechanismus der Großkreisabweichung durch äquatoriales Spread-F von Seitenreflexion zu sprechen als die Bezeichnung Seitenstreuung zu wählen.

Die hier dargestellten Auswerteergebnisse können nur einige charakteristische Stichproben aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial wiedergeben. Eine nach dem beschriebenen System durchzuführende Auswertung, die sich im besonderen auf die zeitliche Variation des Streu- und Reflexionsanteils ausrichtet, wird über die Phase des Aufbaues und Abbaues von Irregularitäten des äquatorialen Spread-F weitergehende Aufschlüsse geben können.

7.2.2. Quadratisches Spektrum

Entsprechend den jeweils alle 20 ms vorliegenden Abtastwerten der Impulsamplituden erhält man eine Beobachtungsreihe, aus der mit Hilfe einer statistischen Frequenzanalyse das Spektrum der Amplitudenvariationen eines einzelnen Übertragungsweges berechnet werden kann. Für diesen Zweck bietet sich die Methode der Berechnung des quadratischen Spektrums (power spectrum) an, die hier im Abriß dargestellt werden soll. Eine eingehende Darstellung dieser Methode ist bei BLACKMAN und TUKEY (1958) sowie TAUBENHEIM (1969) zu finden.

Der i-te Abtastwert der Amplitude sei A_i. Dann kann ein Schätzwert für die Autokorrelationsfunktion Φ_r der zentrierten und normierten Zeitreihe A_i mit n Meßwerten berechnet werden nach

$$\Phi_r = \frac{1}{n - r} \sum_{i=1}^{n-r} A_i \, A_{i+r} \qquad (7.27)$$

mit der Verschiebung $\tau = r \, \Delta t$, $\Delta t = 20$ ms und $r = 0,1,...m$ $(m < n)$. Einen Schätzwert für das relative quadratische Spektrum P_q erhält man durch Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion:

$$P_q = \frac{1}{m}\left(\Phi_o + (-1)^q \Phi_m + 2 \sum_{r=1}^{m-1} \Phi_r \cos\left(\frac{\pi\, q\, r}{m}\right)\right). \qquad (7.28)$$

Die zu q gehörende Frequenz ist $f_q = \frac{q}{2m\,\Delta t}$ mit dem Meßwertabstand $\Delta t = 20$ ms und $q = 0,\ldots,m$. Die maximal auflösbare Frequenz f_q $(q = m)$ ist die Nyquistfrequenz $f_{ny} = \frac{1}{2\,\Delta t} = 25$ Hz.

Da das hier angewendete rechteckige Verschiebungsfenster Nebenmaxima im zugehörigen Spektralfenster aufweist, sollte zur Unterdrückung dieser Fensteroberwellen die maximale Verschiebung m wesentlich kleiner sein als die Zahl der Meßwerte n. Bei der Anwendung einer Gewichtung des Verschiebungsfensters braucht diese Bedingung jedoch nicht mehr streng eingehalten zu werden. Diese Gewichtung, die einer Glättung des quadratischen Spektrums entspricht, kann durch das sogenannte Hamming-Fenster nach der Bildung des quadratischen Spektrums erfolgen (TAUBENHEIM, 1969). Es ist das geglättete Spektrum

$$\tilde{P}_q = 0{,}54 \cdot P_q + 0{,}23 \cdot (P_{q1} + P_{q2}) \qquad (7.29)$$

mit $q_1 = q - 1$
$q_2 = q + 1$ } für $q = 1,\ldots,m-1$,
$q_1 = q_2 = 1$ für $q = 0$,
$q_1 = q_2 = m - 1$ für $q = m$.

Zur Unterdrückung der im Spektrum enthaltenen tiefen Frequenzen (außerhalb der Äquatorzone erzeugtes langperiodisches Fading), die durch die endliche Länge des Verschiebungsfensters Oberwellen verursachen, wird vor der Berechnung des Spektrums weiterhin eine digitale Hochpaßfilterung angewendet, die alle Frequenzen unter 2 Hz unterdrückt. Die maximale Verschiebung wird aufgrund der Anwendung des Hamming-Fensters und der Hochpaßfilterung in den folgenden Rechnungen zu $m = \frac{n}{2}$ angenommen. Im folgenden soll in der dB-Einheit gerechnet werden, es ist dann das Fadingspektrum

$$P'_q = 10 \log \frac{\tilde{P}_q}{P^*}, \qquad (7.30)$$

wobei P^* die Leistungsdichte des weißen Rauschens darstellt (abgeleitet aus einem Testspektrum).

Mehrdeutigkeiten durch Aliasing (TAUBENHEIM, 1969) lassen sich im allgemeinen durch eine entsprechende Tiefpaßfilterung vor der Abtastung vermeiden. Bei der hier angewendeten Methode der Impulsübertragung ist jedoch die Abtastfrequenz (50 Hz) schon von vornherein durch die Impulstastung des Senders festgelegt,

so daß eine Tiefpaßfilterung unwirksam wird. Es zeigt sich aber, daß die mittlere Amplitude des untersuchten Fadingspektrums mit zunehmender Frequenz relativ kontinuierlich abnimmt, so daß Aliasingeffekte durch diese natürliche Tiefpaßcharakteristik kaum in Erscheinung treten können.

Fadingspektrum (Geschwindigkeit von Small-Scale-Irregularitäten)

Es soll im folgenden die zeitliche Veränderung des Fadingspektrums betrachtet werden. Zu diesem Zweck ist es günstig, eine dreidimensionale Darstellungsart zu wählen, die direkt durch einen modifizierten Computerausdruck möglich wird. Ein Beispiel für einen solchen Fadingspektrumsverlauf ist in Abbildung 36 für den zwischen 33,2 ms und 34,0 ms beobachteten Übertragungsweg (s. Abb. 32) wiedergegeben. Die Untersuchung anderer Seitenwege führt auf ähnliche Variationen des Fadingspektrums. Jede Spalte dieser Darstellung entspricht dem Spektrum, das für einen Beobachtungszeitraum von 1 s (entsprechend 50 Meßwerten) nach der oben angegebenen Methode berechnet wurde. Nach einem überlappenden Verfahren wurden dann weitere Spektren berechnet, indem der Beobachtungszeitraum von 1 s um jeweils 0,5 s verschoben wurde.

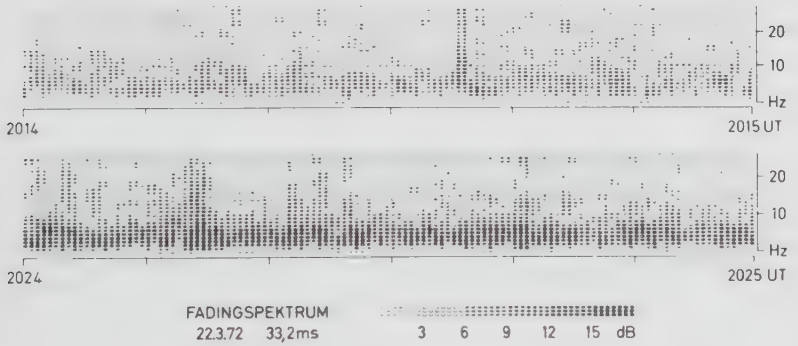


Abb. 36 Quadratisches Spektrum der Amplitudenschwankungen (Fadingspektrum). Die im gesamten Spektralbereich hohen Amplituden (z.B. 20h 14m 36s) sind durch Gewitterstörungen verursacht.

Dieses Fadingspektrum gibt über die Geschwindigkeiten von Small-Scale-Irregularitäten Aufschluß, die im Reflexions- oder Streuvolumen der Large-Scale-Irregularitäten eingebettet sind. Hier soll nur eine Abschätzung der Geschwindigkeiten vorgenommen werden, ohne einen näheren Einblick in den Prozeß der statistischen Signalübertragung zu geben.

Die relative Frequenzänderung eines an einer sich bewegenden Irregularität gestreuten oder reflektierten Signals (auf der Frequenz f beobachteter Seitenweg) ist für $u_e, u_a \ll c$

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{u_e}{c} - \frac{u_a}{c}, \tag{7.31}$$

wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist und u_e und u_a die Absolutwerte der Projektionen der Irregularitätengeschwindigkeit in die Einfalls- bzw. Ausfallsrichtung des Signals darstellen. (Exakt sind u_e und u_a die Phasengeschwindigkeiten, die bei Bewegungen von Elektronendichteirregularitäten gemessen werden.) Für Bewegungen senkrecht zum Magnetfeld (d.h. Bewegungen in der vertikalen West-Ost-Ebene), die bei Elektronendichteirregularitäten einer $\underline{E} \times \underline{B}$-Drift entsprechen, kann für Seitenreflexionsbedingungen am Äquator in erster Näherung angenommen werden, daß $u_a = u_e$ ist. Damit wird

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{2u_e}{c}. \tag{7.32}$$

Treten Reflexionen oder Streuungen an vielen Small-Scale-Irregularitäten auf, setzt sich die resultierende Welle a(t) aus einer Zahl k von Elementaranteilen zusammen:

$$a(t) = \sum_j^k A_j(t) \exp(-i\, 2\pi\, f\, t\, (1 - \frac{2u_j}{c})). \tag{7.33}$$

f ist die ungestörte Signalfrequenz und $A_j(t)$ ist die langsam mit der Zeit variierende Amplitude einer Elementarwelle. Die Geschwindigkeitskomponenten u_j können positiv oder negativ sein.

Ist zum Beispiel k = 2, addieren sich zwei Wellen und es entsteht eine Schwebung der Amplitudensumme (hier Fading oder Schwund genannt) mit der Fadingfrequenz

$$f_q = |\frac{2f}{c}(u_1 - u_2)| = \frac{2f}{c}\bar{u}. \tag{7.34}$$

Aus der Fadingfrequenz f_q kann also der Absolutwert der Geschwindigkeitsdifferenz abgeschätzt werden. Entsprechend der Signalfrequenz f = 14,7 MHz wird dann

$$\frac{\bar{u}}{f_q} \sim 10\ \mathrm{m}, \tag{7.35}$$

wobei $\bar{u}$ die Differenz der Geschwindigkeitskomponenten darstellt, die Geschwindigkeitsdifferenz selbst also noch größer sein kann.

In der Regel überlagern sich viele Wellen, so daß eine Verteilung der Geschwindigkeitsdifferenzen zu erwarten ist. Bei statistischer Bewegung der Small-Scale-Irregularitäten ist abzuschätzen, daß der Mittelwert der Geschwindigkeitsdifferenzen in grober Näherung der mittleren Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung entspricht.

Das in Abbildung 36 dargestellte Fadingspektrum zeigt hohe Fadingamplituden unterhalb 10 Hz. Daraus folgt eine mittlere Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung bis zu etwa 100 m/s. Von McCLURE und WOODMAN (1972) sind durch elektrostatische Turbulenzen verursachte vertikale Bewegungen von Small-Scale-Irregularitäten mit Geschwindigkeiten größer als 100 m/s gemessen worden. Obwohl dort keine Geschwindigkeitsverteilung angegeben ist, kann angenommen werden, daß die mittlere Abweichung bei mindestens einigen 10 m/s liegt. Die aus dem Fadingspektrum abgeschätzte mittlere Geschwindigkeitsabweichung bis zu 100 m/s bewegt sich in der gleichen Größenordnung.

Aus dem Fadingspektrum ist zu erkennen, daß die Amplituden um 2014/15 UT erheblich geringer sind als um 2024/25 UT. Diese typische Erscheinung, die auch bei anderen Seitenwegen zu beobachten ist, deutet auf einen Anstieg der Amplituden $A_j(t)$ hin, der wiederum auf eine Verstärkung der Irregularitäten hinweist. Die Verstärkung der Elektronendichteschwankungen ist mit einer Abnahme der sogenannten Lebensdauer von Elektronendichteformationen verbunden, d.h. die Irregularitäten gehen nach ihrer Entstehungsphase in einen mehr und mehr turbulenten Zustand über. Diese Aussage kann aus der Untersuchung der Erhaltungsneigung von Spektrallinien abgeleitet werden.

Erhaltungsneigung (Lebensdauer von Irregularitätenformationen)

Es ist kaum möglich, die Erhaltungsneigung direkt aus dem Spektrum (Abb. 36) abzulesen. Günstiger ist es, eine äquivalente Erhaltungszahl ε (MEYER, 1965) zu berechnen und deren zeitliche Veränderung zu betrachten. Es ist

$$\varepsilon_q = 1 + 2 \sum_{r=1}^{n-1} \frac{n - r}{n} \rho_{qr} \qquad (7.36)$$

mit dem Korrelationskoeffizienten

$$\rho_{qr} = \frac{1}{n - r} \sum_{i=1}^{n-r} P'_{qi} \, P'_{qi+r} \qquad \left(r = \frac{\tau}{\Delta t}, \; \Delta t = 0{,}5 \text{ s}\right). \qquad (7.37)$$

P'_q sind die im Intervall 1,...,n normierten und zentrierten Amplituden des quadratischen Spektrums im Frequenzbereich q. Für die folgenden Rechnungen

wurde n = 10 gewählt, so daß sich das Korrelationsintervall über 5 s erstreckt. Dabei wurde das Intervall symmetrisch (±2,5 s) zur Bezugszeit gelegt.

Ist eine mittlere Korrelationsfunktion $\overline{\rho}_q$ vorgegeben oder aus einer Meßreihe bestimmt, entspricht der äquivalenten Erhaltungszahl eine mittlere Erhaltungszeit $\tau_{\varepsilon q}$, die hier definiert sein soll als die Zeit, in der die mittlere Korrelationsfunktion $\overline{\rho}_q$ auf 0,5 abgefallen ist. Statt des direkten Weges, die Erhaltungszeit sofort aus dem Korrelationskoeffizienten ρ_{qr} zu berechnen, empfiehlt es sich, alle Erhaltungszeiten auf eine gleiche Form der Korrelationsfunktion $\overline{\rho}_q$ zu beziehen, so daß konkrete Vergleiche über den gesamten Meßzeitraum möglich sind. Die mittlere Korrelationsfunktion einer Meßreihe ist in guter Näherung durch eine Glockenkurve darzustellen:

$$\overline{\rho}_q = \exp(-0{,}693 \cdot (\frac{\tau}{\tau_{\varepsilon q}})^2) \quad (\tau = r\,\Delta t)\,. \tag{7.38}$$

Jeder nach (7.36) berechneten Erhaltungszahl ε_q entspricht demnach eine auf die glockenförmige Korrelationsfunktion $\overline{\rho}_q$ bezogene mittlere Erhaltungszeit $\tau_{\varepsilon q}$ (der Index q definiert die Fadingfrequenz f_q).

Die Variation der Erhaltungszeit τ_ε für den Spektralbereich zwischen 2 Hz und 25 Hz ist in Abbildung 37 ebenfalls in einer dreidimensionalen Darstellungsart wiedergegeben. Es ist hier zu beachten, daß wegen der Überlappung der Meßintervalle Erhaltungszeiten $\tau_\varepsilon < 0{,}5$ s als nicht signifikant angesehen werden müssen. Nach Gleichung (7.36) kann für eine bei kleinen Verschiebungen r starke negative Korrelation eine negative Erhaltungszahl möglich werden. Diese Fälle werden hier folgerichtig unter Erhaltungszeiten $\tau_\varepsilon < 0{,}25$ s registriert.

Wie schon in Abschnitt 6.2.1 ausgeführt wurde, können die zeitlichen Schwankungen der Ionisationsirregularitäten durch eine zeitliche Autokorrelationsfunktion beschrieben werden. Die nach (7.38) vorausgesetzte zeitliche Autokorrelationsfunktion paßt sich der von BOOKER (1956) verwendeten räumlichen Autokorrelationsfunktion (6.16) an. Die Erhaltungszeiten können dann in erster Näherung als die Lebensdauer von Irregularitätenformationen verstanden werden.

Eine bestimmte Fadingfrequenz f_q wird durch die Überlagerung von mindestens zwei Elementarwellen $A_j(t) \cdot \exp(-i\ 2\pi\ f\ t\ (1 - \frac{2v_j}{c}))$, j = 1, 2, erzeugt, wobei f_q nach (7.34) aus der Differenzgeschwindigkeit der erzeugenden Irregularitäten resultiert. Eine signifikante Amplitude im Fadingspektrum kann nur auftreten, wenn die Wellenamplituden $A_j(t)$ genügend groß sind, die nach Abschnitt 6.2.1 ein direktes Maß für die Elektronendichteschwankungen in der Irregularität dar-

stellen. Eine in einem bestimmten Spektralbereich verschwindende Erhaltungsneigung von signifikanten Amplituden deutet also bei vorausgesetzter konstanter Geschwindigkeitsdifferenz auf ein Verschwinden der Irregularität hin. Sind Verschiebungen des Spektralbereiches, in dem signifikante Erhaltungszeiten festgestellt werden, zu beobachten, ist auf eine Änderung der Differenzgeschwindigkeit zu schließen.

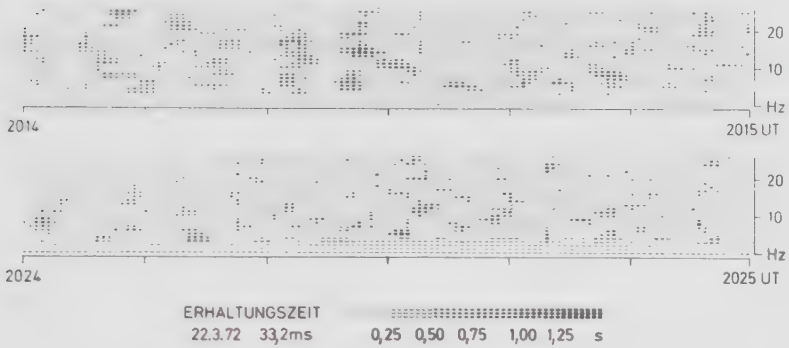


Abb. 37 Erhaltungszeit von Amplituden im Fadingspektrum.

Abbildung 37 zeigt, daß im Beobachtungsintervall 2014/15 UT eindeutig längere Erhaltungszeiten auftreten als im Intervall 2024/25 UT, obwohl die Fadingamplituden, d.h. also auch die Elektronendichteschwankungen, im späteren Intervall größer sind (vgl. Abb. 36). Eine ähnliche Beobachtung, daß die Intensität und die Lebensdauer von Spread-F-Irregularitäten zueinander umgekehrt proportional sind, wurde auch von McCLURE et al. (1972) gemacht. Ein Vergleich der Spektra der Erhaltungszeit mit einem Testspektrum, das für ein mit Hilfe von Zufallszahlen gewonnenes Rauschsignal berechnet wurde, läßt erkennen, daß die um 2024/25 UT beobachteten Erhaltungszeiten zufällig sind, während um 2014/15 UT signifikante Werte auftreten. Im letzteren Fall kann also nicht angenommen werden, daß die zum Fadingspektrum führenden Elementarwellen durch einen Gaußschen Prozeß erzeugt werden (s. auch Abschn. 7.2.1).

Wie die Auswertungen des gesamten Intervalls 2014/25 UT zeigen, erfolgt ein zeitlich gut festzulegender Übergang von signifikanten zu statistischen Werten. Die über den gesamten Spektralbereich gemittelten Erhaltungszeiten, die auch direkt aus der Erhaltungsneigung der Zeitreihe A_i gewonnen werden können, lassen

sich in einer Summenhäufigkeitsverteilung darstellen. Es kann dann angegeben werden, wieviel Prozent aller beobachteten Werte eine vorgegebene Erhaltungszeit überschreiten. In Abbildung 38 sind diese Grenzen für die Erhaltungszeiten 0,5, 0,75 und 1,0 s als Funktion der Beobachtungszeit aufgetragen. Hierbei ist der Mittelwert über jeweils 0,5 min gewonnen worden. Zusätzlich sind durch gestrichelte Linien die entsprechenden Grenzen des Rauschspektrums eingetragen. Die Beobachtungswerte im Zeitraum 2014 - 2018 UT liegen eindeutig über den Rauschgrenzen. Um 2019 UT erfolgt ein Übergang zu mehr oder weniger statistischen Schwankungen um die Rauschgrenzen. Das hier beschriebene Verhalten einer relativ ruhigen und einer turbulenten Phase, das auch klar in den vergleichenden Abbildungen 39a,b zum Ausdruck kommt, ist auch in der Erhaltungsneigung von anderen untersuchten Nichtgroßkreis-Signalen festzustellen.

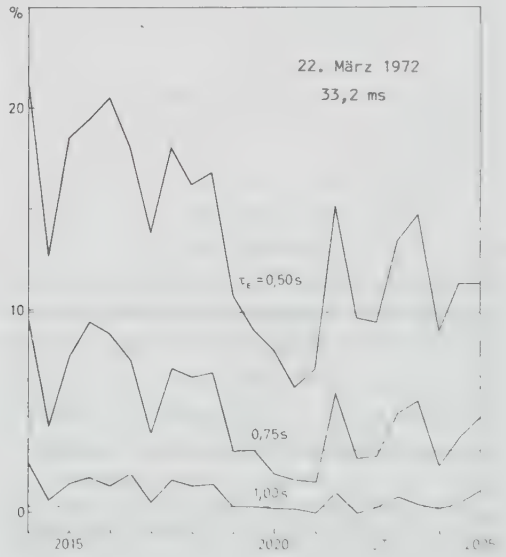


Abb. 38 Zeitliche Variation von charakteristischen Erhaltungszeiten τ_ϵ. Angegeben ist der Prozentsatz von Beobachtungswerten τ_ϵ, die über den Grenzen τ_ϵ = 0,5 s, 0,75 s und 1,0 s liegen. Die gestrichelten Linien geben die entsprechenden Grenzen eines Rauschsignals an.

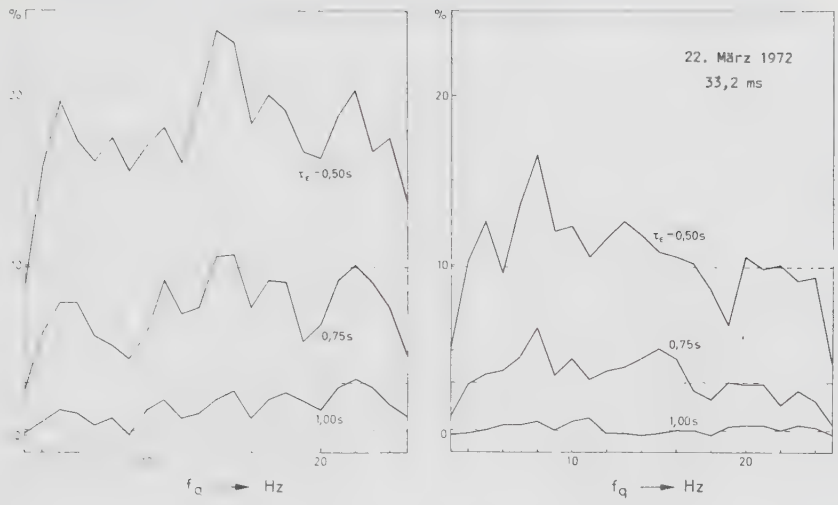


Abb. 39 Frequenzabhängigkeit der mittleren Erhaltungszeiten τ_ϵ.
(a) Ruhige Phase 2014 - 2019 UT,
(b) turbulente Phase 2020 - 2025 UT.

Als Schlußfolgerung aus dieser Beobachtung kann angenommen werden, daß innerhalb des Reflexions- oder Streuvolumens (Medium- oder Large-Scale-Irregularitäten) Small-Scale-Irregularitäten existieren, die nach einer relativ ruhigen Aufbauphase in einen turbulenten Zustand übergehen. Selbst in der Aufbauphase werden jedoch nur selten Erhaltungszeiten beobachtet, die größer als 1 s sind. Diese Beobachtungen stimmen recht gut mit Aussagen von FARLEY et al. (1970) und McCLURE et al. (1972) überein, die über maximale Lebensdauern von 1 - 3 s berichten, sehr oft jedoch Werte viel kleiner als 1 s beobachteten. Diese Lebensdauer von Small-Scale-Irregularitäten ist nicht zu verwechseln mit der in Abschnitt 5.5 angegebenen Lebensdauer von Large-Scale-Irregularitäten, die in der Größenordnung von 15 bis 20 min liegt.

8. ATMOSPHÄRISCHE SCHWEREWELLEN UND ÄQUATORIALES SPREAD-F

Die Verteilung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente und der horizontalen Wellenlänge der großräumigen quasi-periodischen Strukturen (Abschn. 5.5) sowie die beobachtete Neigung von Elektronendichtekonturen (Abschn. 6.2.2 und 7.1) geben Anlaß zu der Annahme, daß diese Strukturen in der äquatorialen Ionosphäre durch atmosphärische Schwerewellen erzeugt werden. Atmosphärische Schwerewellen, im folgenden kurz Schwerewellen genannt, stellen einen Schwingungsvorgang der neutralen Atmosphäre dar, der durch Stöße zwischen Neutralgasteilchen und Ionen Rückwirkung auf die Elektronendichteverteilung in der Ionosphäre zeigt (HINES, 1960; YEH und LIU, 1973). Bei Untersuchungen des Einflusses von Schwerewellen auf die Ionosphäre wird von sogenannten TIDs (traveling ionospheric disturbances = wandernde Störungen in der Ionosphäre) gesprochen.

Es ist ersichtlich, daß die in der äquatorialen Ionosphäre beobachteten Werte der Horizontalgeschwindigkeit und der Wellenlänge von Spread-F-Strukturen recht gut mit Beobachtungsergebnissen von TIDs in mittleren Breiten (HUNSUCKER und TVETEN, 1967) übereinstimmen. Diese Beobachtungen lassen sich wiederum durch ein von FRIEDMAN (1966) aufgestelltes theoretisches Modell der Schwerewellenausbreitung deuten.

Eine Vermutung, daß die Struktur von Large-Scale-Irregularitäten des äquatorialen Spread-F in irgendeiner Weise mit Schwerewellen im Zusammenhang stehen könnte, wurde als erstes von CALVERT (1962) geäußert. Zur Erklärung von Ergebnissen aus Dopplermessungen in der Äquatorzone versuchten DAVIES et al. (1968) Einflüsse von Schwerewellen heranzuziehen. Auch STERLING, HOOKE und COHEN (1971) berichteten über periodische Elektronendichteschwankungen in der äquatorialen F-Schicht. Weitere Diskussionen über die Möglichkeit, daß Schwerewellen in der Äquatorzone auftreten könnten, die die Struktur des äquatorialen Spread-F beeinflussen, wurden von KLOSTERMEYER, NIELSON und RISHBETH (1972) und RÖTTGER (1972b, 1973b) durchgeführt. In einer versuchsweisen Theorie wies BEER (1972, 1973a) auf einen von WHITEHEAD (1971) aufgezeigten Resonanzeffekt zwischen einer Plasmadrift und Schwerewellen hin, der möglicherweise Spread-F-Irregularitäten erzeugen könnte. Diese Ideen und Diskussionen wurden kürzlich in einem Übersichtsvortrag über Theorien des äquatorialen Spread-F von COLE (1973) aufgegriffen. Einige Ergebnisse, die eine Unterstützung der Vorstellungen bedeuten, daß Schwerewellen die großräumige Struktur des äquatorialen Spread-F beeinflussen, werden im folgenden dargestellt.

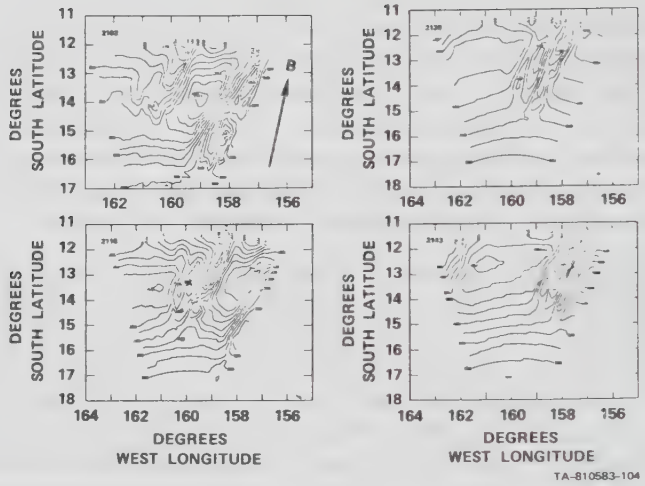
8.1. Ausbreitung von atmosphärischen Schwerewellen in der Äquatorzone

Die Ostkomponente der Bewegung von quasi-periodisch auftretenden Spread-F-Irregularitäten läßt auf einen ostwärts laufenden Wellenzug schließen. Wenn jedoch eine Schwerewelle der Ursprung der wellenförmigen Struktur sein soll, muß die Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle mindestens einige Grad aus der senkrechten Richtung zum Erdmagnetfeld liegen (d.h. nicht exakt in Ostrichtung (magn. Koord.)), damit ein signifikanter Einfluß auf die Elektronendichteverteilung entsteht (HOOKE, 1970; KLOSTERMEYER, 1972a).

Es besteht gemeinhin kein Zweifel, daß die Small-Scale-Irregularitäten, die in die Large-Scale-Irregularitäten eingelagert sind, magnetfeldausgerichtet sind (HERMAN, 1966; COHEN, 1967). Die Elektronen können hier durch eine $\underline{E} \times \underline{B}$-Drift senkrecht zum Magnetfeld bewegt werden. Bei Einfluß einer Schwerewelle spielt jedoch aufgrund der Wechselwirkung Neutralgasteilchen-Ionen-Elektronen die Bewegung von Elektronen in Magnetfeldrichtung eine Rolle. Betrachtet man die Ausbreitungsrichtung von Large-Scale- oder Medium-Scale-Irregularitäten, stellt man fest, daß die Bewegung nicht genau senkrecht zum Magnetfeld erfolgt (KELLEHER et al. 1971; CHANDRA und RASTOGI, 1972). Diese Beobachtung deutet auf Einflüsse des Neutralgases (z.B. Schwerewellen) hin, das über Stöße mit Ionen eine Rückwirkung auf die großräumige Verteilung der Elektronendichte hat.

Auch optische Beobachtungen des Nachthimmelsleuchtens oder Airglow (durch dissoziative Rekombination von O_2^+ und NO^+ in F-Schicht-Höhe wird die Emission der 5577 Å- und der 6300 Å-Linie angeregt) lassen Rückschlüsse auf die Verteilung der Elektronendichte zu (VanZANDT und PETERSON, 1968). Von MALCOLM und MILES (1970) durchgeführte Beobachtungen in der Äquatorzone zeigen eindeutig quasi-periodische Strukturen (Abb. 40). Von NIELSON (1972) wurde vermutet, daß diese Airglow-Strukturen mit den Strukturen im äquatorialen Spread-F in Verbindung stehen könnten. Wie die Reproduktion von Beobachtungsergebnissen von MALCOLM et al. zeigt (Abb. 40), sind die Linien gleicher Intensität nicht magnetfeldausgerichtet und die Bewegungsrichtung der wellenförmigen Strukturen ist etwa in Südostrichtung (geogr.). Die Geschwindigkeit von etwa 150 - 200 m/s und die Wellenlänge zwischen 200 - 300 km entspricht einer Periode von etwa 20 - 30 min. Es ist festzustellen, daß diese Größenordnungen etwa mit den charakteristischen Werten der großräumigen Struktur des äquatorialen Spread-F übereinstimmen.

Wird angenommen, daß die wellenförmigen Airglow-Strukturen durch Schwerewellen erzeugt werden, können diese Basiswerte benutzt werden, um das Höhen-



ISOPHOTS OF AIRGLOW TAKEN FROM RAROTONGA ON 13 SEPTEMBER 1970. Magnetic field direction indicated by B. (From Malcolm and Miles, 1971)

Abb. 40 Ergebnisse von Airglow-Beobachtungen (Reproduktion aus NIELSON und CROCHET, 1972). Die Karten zeigen die Linien gleicher Intensität, die zu den Zeiten 2102, 2116, 2130 und 2143 LMT (mittlere Lokalzeit) gemessen wurden.

profil der Amplitude und der Phase der durch eine Schwerewelle verursachten Elektronendichtestörung zu berechnen. Die Rechnungen wurden mit Hilfe eines Computerprogramms von KLOSTERMEYER (1972b) durchgeführt, das die Störungen im Neutralgas und im ionisierten Gas durch Lösung des gekoppelten Systems der Kontinuitäts-, Bewegungs- und Wärmeleitungsgleichung berechnet. Der ungestörte Zustand wird durch die U.S. STANDARD ATMOSPHERE (1966) beschrieben und das ungestörte Elektronendichteprofil kann als eine Chapman-Schicht angesetzt werden. Die Variation der Elektronendichte N_e sei durch die ungestörte Elektronendichteverteilung N_{e0} und die linearisierte Störung N_{e1} gegeben:

$$N_e = N_{e0} + N_{e1} \cdot \qquad (8.1)$$

Die horizontale und vertikale Variation der Elektronendichteverteilung sei dann dargestellt durch

$$N_e(y,z,t) = N_{e0}(z) \cdot (1 + \delta_o(z) \cdot \cos(2\pi\ (\frac{y}{\Lambda} - \frac{t}{T}) + \varphi_s(z))) . \qquad (8.2)$$

Hier ist y die horizontale Entfernung gemessen in Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle, z die Höhe über dem Erdboden, t die Zeit. Die Schwerewellenparameter sind T = die Periode, Λ = die horizontale Wellenlänge, $\delta_o = \frac{|N_{e1}|}{N_{e0}}$ = die Störungsamplitude, φ_s = die Phase der relativen Elektronendichtestörung.

Es wird angenommen, daß das Maximum der Elektronendichte $N_{e0}(z_{max}) = 10^{12}\,m^{-3}$ der ungestörten F-Schicht in der Höhe z_{max} = 400 km liegt. Da beobachtet wird, daß die Unterseite der äquatorialen F-Schicht in den Stunden nach Sonnenuntergang relativ dünn ist, wird die Schichtunterkante ($N_{e0}(z_o) = 0{,}1\ N_{e0}(z_{max})$) in 380 km Höhe angenommen. Ausgehend von den im Pazifik durchgeführten Airglow-Beobachtungen wird die Berechnung der Schwerewellenausbreitung für das Gebiet um $\varphi = 15^o$ S und $\lambda = 160^o$ W durchgeführt. Dort ist die Inklination -26^o; die Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle ist 110^o gemessen von der Richtung der Deklination ($\simeq 12^o$ O). Für eine horizontale Wellenlänge Λ = 310 km und eine Periode T = 21 min sind die berechnete Störungsamplitude δ_o und die Phase φ_s in Abbildung 41 wiedergegeben. Zusätzlich ist die Elektronendichteverteilung N_e für t = 0 und $t = \frac{T}{2}$ eingetragen. Wir erkennen hier die typischen Charakteristika des Einflusses einer Schwerewelle auf die Elektronendichteverteilung in der Ionosphäre. Es sind dies die abwärts laufende Phase φ_s und die Elektronendichtevariation von etwa 100 % an der Schichtunterkante und von etwa 5 % im Schichtmaximum. Um diese Werte zu erreichen, ist eine Dichteschwankung im Neutralgas von 50 % in 200 km Höhe notwendig. Dieser Wert muß als zu hoch angesehen werden. Berücksichtigt man jedoch einen Verstärkungsfaktor, der durch einen Resonanzeffekt bewirkt werden kann, ist die angegebene Variation der Ionisation durch eine weit geringere Dichteschwankung im Neutralgas zu erklären.

Die wesentlichen Merkmale dieses Resonanzeffektes, der in der Berechnung der Störung nicht direkt berücksichtigt wird, lassen sich kurz folgendermaßen darstellen: Es sei in der Ionosphäre eine horizontale Plasmadrift vorhanden, deren Geschwindigkeit gleich der scheinbaren horizontalen Phasengeschwindigkeit einer Schwerewelle sein soll. Ein bestimmtes Plasmavolumen bleibt dann immer in der gleichen Phase der Schwerewelle, so daß in das Ionisationsmaximum durch Stöße zwischen Neutralgasteilchen und Ionen mehr und mehr Ionen und damit auch mehr Elektronen hineingeführt werden. Hierdurch erfolgt eine Verstärkung des Ionisationsgrades, die an Hand der folgenden Zusatzrechnung verstanden werden kann.

Für die Störung durch die Schwerewelle sei entsprechend (8.1) ein linearisierter Ansatz gemacht. Dann ist die Elektronendichte $N_e = N_{e0} + N_{e1}$ und die Geschwindigkeit $\underline{u} = \underline{u}_0 + \underline{u}_1$. Der Index 0 gibt den ungestörten Zustand an und

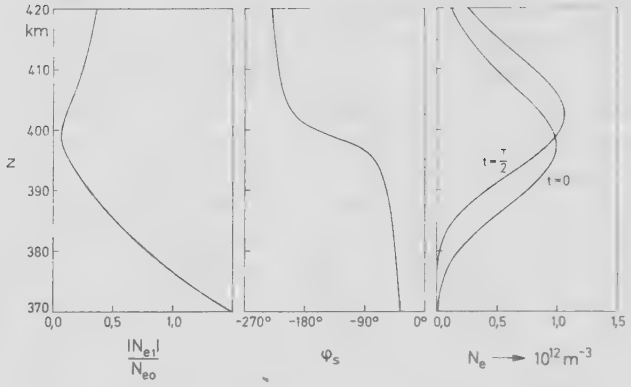


Abb. 41 Charakteristische Parameter einer Schwerewellenstörung. Störungsamplitude $\delta_o = \frac{|N_{e1}|}{N_{e0}}$, Störungsphase φ_s und gestörte Elektronendichteverteilung N_e.

durch den Index 1 ist der Störungsterm definiert. Durch $\underline{u}_0$ ist hier die konstante Plasmadrift dargestellt, während $\underline{u}_1$ den Störungsterm durch die Schwerewelle wiedergibt. Es ist eine wellenförmige Störung vorausgesetzt:

$$N_{e1} = |N_{e1}| \cdot \exp(-i\ (\omega\ t - \underline{k} \cdot \underline{r}))\ , \tag{8.3}$$

$$\underline{u}_1 = \underline{e}_u\ |\underline{u}_1| \cdot \exp(-i\ (\omega\ t - \underline{k} \cdot \underline{r}))\ . \tag{8.4}$$

ω ist die Kreisfrequenz der Schwerewelle, $\underline{k}$ ist der Wellenzahlvektor der Schwerewelle mit den Komponenten k_x, k_y, k_z. $\underline{r}$ ist der Radiusvektor und $\underline{e}_u$ ist der Einheitsvektor in Richtung $\underline{u}_1$. Das Koordinatensystem sei hier so gelegt, daß x in Südrichtung (magn.) und y in Ostrichtung (magn.) zeigt. Die z-Richtung ist die Vertikale.

Aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = -\mathrm{div}(N_e\ \underline{u}) \tag{8.5}$$

folgt dann

$$-i\ \omega\ N_{e1} = -N_{e1}\ \mathrm{div}\ \underline{u}_0 - \underline{u}_0\ \mathrm{grad}\ N_{e1} - N_{e0}\ \mathrm{div}\ \underline{u}_1 - \underline{u}_1\ \mathrm{grad}\ N_{e0}\ . \tag{8.6}$$

Es ist bei vorausgesetzter quellenfreier Plasmadrift

$$\text{div } \underline{u}_0 = 0 \,. \tag{8.7}$$

Hat der Vektor $\underline{u}_0$ nur eine y-Komponente u_{0y}, ist

$$\underline{u}_0 \text{ grad } N_{e1} = u_{0y}\, i\, k_y\, N_{e1} \,. \tag{8.8}$$

Die ungestörte Elektronendichteverteilung soll nur von z abhängen, dann ist

$$\underline{u}_1 \text{ grad } N_{e0} = u_{1z} \frac{\partial N_{e0}}{\partial z} = u_{1z}\, N'_{e0} \,. \tag{8.9}$$

Weiterhin ist

$$N_{e0} \text{ div } \underline{u}_1 = i\, \underline{k} \cdot \underline{u}_1\, N_{e0} \,. \tag{8.10}$$

Damit wird (8.6)

$$i\, N_{e1}\, (\omega - k_y\, u_{0y}) - i\, \underline{k} \cdot \underline{u}_1\, N_{e0} - u_{1z}\, N'_{e0} = 0 \,. \tag{8.11}$$

Es sei

$$R_0 = -i\, \underline{k} \cdot \underline{u}_1\, N_{e0} - u_{1z}\, N'_{e0} \,. \tag{8.12}$$

Dann wird mit (8.11) der Störungsterm N_{e1} bei Vorhandensein einer Plasmadrift ($\underline{u}_0 \neq 0$)

$$N^d_{e1} = \frac{i\, R_0}{\omega - k_y\, u_{0y}} \,. \tag{8.13}$$

Ist die Plasmadrift nicht vorhanden ($\underline{u}_0 = 0$), wird der Störungsterm

$$N^o_{e1} = \frac{i\, R_0}{\omega} \,. \tag{8.14}$$

Damit wird der durch die Plasmadrift bewirkte Verstärkungsfaktor

$$V = \frac{N^d_{e1}}{N^o_{e1}} = \frac{\omega}{\omega - k_y\, u_{0y}} \,. \tag{8.15}$$

Es ist ersichtlich, daß der Verstärkungsfaktor sehr groß wird, wenn $(\omega - k_y\, u_{0y})$ gegen Null geht. Der korrekte Grenzwert ist jedoch wegen der vorgegebenen Linearisierung und wegen der Vernachlässigung von Elektronenverlusten nicht nach der angegebenen Rechnung zu bestimmen. Die Elektronenproduktion braucht nicht berücksichtigt zu werden, da Verhältnisse in der Nachtionosphäre untersucht werden. Wird angenommen, daß mindestens ein Verstärkungsfaktor V = 2 - 5 möglich ist, kann die in Abbildung 41 dargestellte Ionisationsverteilung durch realistische Schwankungen in der Neutralgasdichte von 10 - 25 % (z = 200 km) erklärt werden.

Die Annahme, daß bei ostwärts laufenden Schwerewellen in der Äquatorzone der Resonanzeffekt wirksam ist, wird durch die Beobachtung einer nachts in der Äquatorzone auftretenden, ostwärts gerichteten Plasmadrift unterstützt (RISHBETH, 1971). Der Resonanzeffekt tritt besonders dann in Erscheinung, wenn man sich der Bedingung

$$\omega = k_y \, u_{0y} \tag{8.16}$$

annähert. Hat die Plasmadrift nur eine Geschwindigkeit in y-Richtung (magn. Ost), kann $u_{0y} = |\underline{u}_0|$ ($\triangleq u_0$) gesetzt werden. Es ist k_y die Projektion des Wellenzahlvektors in y-Richtung, d.h. in Richtung der Plasmadrift. Entsprechend ist Λ_y die in y-Richtung beobachtete scheinbare Wellenlänge; dann wird $\Lambda_y = T \, u_0$, wenn $T = \frac{2\pi}{\omega}$ die Periode der Schwerewelle ist.

Nach Whitehead (1971) muß beim Auftreten des Resonanzeffektes in der F-Region $T \lesssim 30$ min sein, da sonst die Rekombination (Elektronenverluste) den Resonanzeffekt beeinträchtigt. Es ist dann $\frac{\Lambda_y}{u_0} \lesssim 1{,}8 \cdot 10^3$ s. Damit haben wir eine Beziehung, mit der die gemessenen horizontalen Wellenlängen (Abb. 22) und die gemessenen Horizontalgeschwindigkeiten (Abb. 26) verknüpft werden können. Nach Abbildung 26 ist $u_{0_{max}} \simeq 400$ m/s, daraus folgt die maximal zu beobachtende scheinbare Wellenlänge $\Lambda_{max} \simeq 700$ km. Nach Abbildung 22 liegt der weitaus größte Teil der Beobachtungswerte unterhalb dieser Grenze.

Die beobachtete Abhängigkeit zwischen Λ_{max} und $u_{0_{max}}$ läßt also annehmen, daß die in den Spread-F-Irregularitäten beobachteten Periodizitäten über den Resonanzeffekt durch Schwerewellen verursacht werden. Über die Messung der Geschwindigkeit von Large-Scale-Irregularitäten kann dann direkt auf die Plasmadriftgeschwindigkeit geschlossen werden, die konsistent ist mit der Komponente der Phasengeschwindigkeit der Schwerewelle in Richtung der Plasmadrift.

Diese Überlegungen zeigen, daß der Resonanzeffekt durch die regelmäßig in der äquatorialen Ionosphäre auftretende Plasmadrift begünstigt wird. Wir werden später sehen, daß der Resonanzeffekt beim Übergang in den nichtlinearen Zustand sogar Anlaß zur Bildung von Spread-F-Irregularitäten geben kann.

In Abbildung 42 ist die räumliche Variation der Elektronendichte für den Zeitpunkt $t = 0$ dargestellt. Auch hier sind die typischen Kennzeichen des Schwerewelleneinflusses zu erkennen. Die periodische Variation führt zu Neigungen der Flächen konstanter Elektronendichte. Durch die abwärts wandernde Phase der Schwerewelle ist jedoch die Steigung des aufwärts laufenden Astes flacher als die Steigung des abwärts zeigenden Astes. Dieses kann recht gut an der geneigten Ellipse erkannt werden, die die Elektronendichte in der Nähe des Schichtmaximums

kennzeichnet. Wie VanZANDT et al. (1968) und TREHARNE (1972) berichten, werden durchaus Neigungen von Elektronendichtekonturen in der äquatorialen Ionosphäre beobachtet, die sogar die berechneten Werte noch übersteigen. Ebenso konnte in den Abschnitten 6.2.2 und 7.1 nachgewiesen werden, daß die Large-Scale-Irregularitäten oder Irregularitätenwolken eine Neigung der Elektronendichtekonturen haben, die mit der in Abbildung 42 gezeigten Neigungsrichtung übereinstimmt.

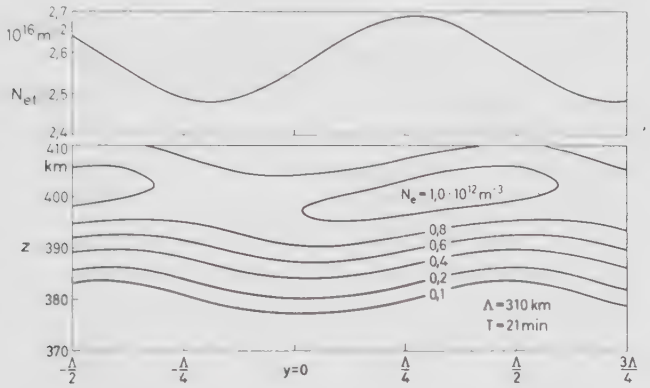


Abb. 42 Örtliche Variation eines Ionosphärenprofils bei Einfluß einer Schwerewellenstörung. Die Schwerewelle breitet sich in positive y-Richtung aus.
Im unteren Diagramm sind die Linien konstanter Elektronendichte (N_e = const) angegeben, während im oberen Diagramm der Gesamtelektroneninhalt N_{et} in einer vertikalen Säule dargestellt ist.

Im oberen Diagramm der Abbildung 42 ist der Gesamtelektroneninhalt N_{et} in einer vertikalen Säule aufgetragen. Die Variation ist hier etwa ±4 %. In der Tat wurden quasi-periodische Schwankungen des Elektroneninhalts der nächtlichen Ionosphäre am Äquator mit Hilfe von Faraday-Beobachtungen gemessen (YEBOAH-AMANKWAH und KOSTER, 1972; KAUSHIKA und DeMENDONCA, 1973). Es wird allgemein angenommen (TITHERIDGE, 1968; SCHÖDEL, 1972), daß solche Variationen in mittleren Breiten durch Schwerewellen verursacht werden. KAUSHIKA et al. (1973) beobachteten außerdem, daß die periodischen Schwankungen des Gesamtelektroneninhalts mit dem Auftreten von Spread-F-Irregularitäten korrelieren.

8.2. Beobachtung von Schwerewellen mit Bodenrückstreumessungen

Wie die vorhergehenden Untersuchungen zeigen, kann durch den Resonanzeffekt eine nicht unwesentliche Variation der Elektronendichte in der äquatorialen Ionosphäre verursacht werden. Voraussetzung hierfür ist, daß die Ausbreitung der Schwerewelle eine Komponente in Richtung der Plasmadrift, also in Ostrichtung, hat. Nicht notwendigerweise müssen Nord-Süd-Komponenten dann verschwinden. Diese Komponenten konnten mit Hilfe von Bodenrückstreumessungen (s. Kap. 3) nachgewiesen werden, die von Tsumeb aus in Richtung Norden durchgeführt wurden.

Von HUNSUCKER et al. (1967), CROFT (1968) und GEORGES und STEPHENSON (1969) sind die Untersuchungen von TIDs eingehend beschrieben worden. Hier soll nur auf Erscheinungsformen von TIDs eingegangen werden, die Aussagen über die Ausbreitungsrichtung von Schwerewellen zulassen (s. dazu auch RÖTTGER, 1973a).

Wie in Abschnitt 5.1 ausgeführt wurde, können mit Hilfe der numerischen Strahlwegberechnung synthetische Bodenrückstreuionogramme berechnet werden. Gibt man ein Ionosphärenprofil vor, das durch eine Schwerewelle beeinflußt ist (z.B. Abb. 42), erhält man charakteristische Spuren auf Rückstreuionogrammen, die in Abbildung 43 dargestellt sind. Es zeigt sich, daß die Wellenlänge und Periode der Schwerewelle sowie die Parameter der Ionosphärenschicht die Form dieser charakteristischen Spuren, die hier im Laufwegbereich um 3000 km erscheinen, nicht wesentlich beeinflussen. Die Steigung dieser Spuren ist positiv (1), wenn die Schwerewelle vom Sender fortläuft, und negativ (2), wenn die Schwerewelle auf den Sender zuläuft. Im zweiten Fall ist in der Spur, die den Fokussierungsbereich am Rande der sogenannten toten Zone kennzeichnet, eine Beule zu erkennen. Werden zwei zeitlich aufeinanderfolgende Ionogramme betrachtet, laufen die Spuren (1) in Richtung größerer Entfernung und die Spuren (2) in Richtung kleinerer Entfernung. Hierdurch sind eindeutige Indizien für eine Komponente der Ausbreitungsrichtung einer Schwerewelle festgelegt, die sich von anderen Einflüssen, etwa horizontalen Gradienten der äquatorialen Anomalie (RÖTTGER, 1973c), wesentlich unterscheiden.

Auf Rückstreuionogrammen (s. Abb. 44), die in Tsumeb registriert wurden, sind die beschriebenen Charakteristika recht häufig zu identifizieren. Die Antenne zeigte bei diesen Messungen in Nordrichtung zum Äquator, so daß die Nord-Süd-Komponente von Schwerewellen beobachtet werden konnte. Vergleiche mit dem synthetischen Ionogramm (Abb. 43) lassen auf den Registrierungen der Abbildung 44 eine südwärts (in Richtung zum Sender) zeigende Schwerewellenkomponente erkennen.

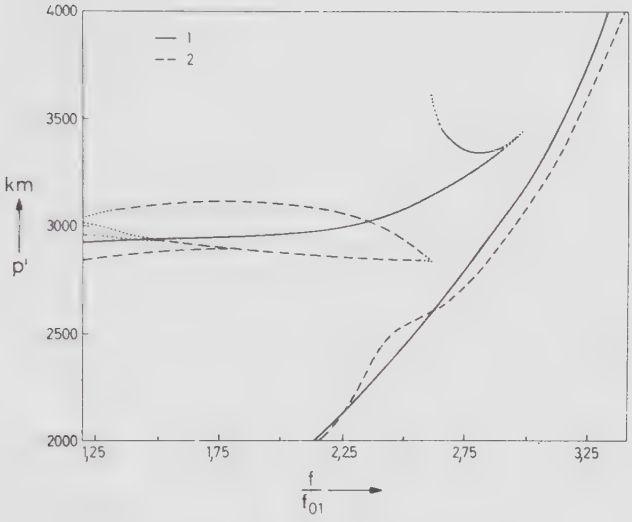


Abb. 43 Synthetisches Bodenrückstreuionogramm (Laufweg p' als Funktion der normierten Betriebsfrequenz f/f_{01}).
Charakteristische Spuren bei Einfluß einer Schwerewelle;
(1) Schwerewelle bewegt sich vom Beobachtungsort fort,
(2) Schwerewelle bewegt sich auf den Beobachtungsort zu.

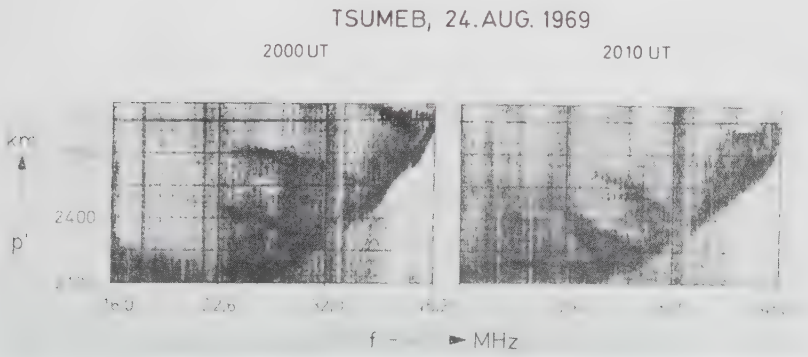


Abb. 44 Bodenrückstreuregistrierungen mit TID-Spuren.

In Abbildung 45 ist die Häufigkeit der auf Bodenrückstreuionogrammen beobachteten Schwerewellenstrukturen wiedergegeben. Diese Auswertung läßt erkennen, daß diese Strukturen im August und September 1969 besonders häufig in den Morgen- und Abendstunden auftraten. Da sowohl südwärts (B) als auch nordwärts (C) zeigende Komponenten von Schwerewellen beobachtet wurden, kann auch wegen des Auftretens von nicht (B) oder (C) zuzuordnenden Spuren (D) angenommen werden, daß ebenfalls Ostkomponenten auftreten, die durch den räumlichen Resonanzeffekt besonders verstärkt werden. Wegen der relativ hohen Zahl von Bodenrückstreubeobachtungen (Abb. 45 (A)) kann angenommen werden, daß die Auswertungen für den Zeitraum 06 - 24 UT signifikant sind. Das Ergebnis zeigt damit, daß Schwerewellen in der Äquatorzone sehr häufig auftreten und im besonderen in den Abendstunden ein Häufigkeitsmaximum zeigen. Es liegt daher auf der Hand, nach einer Verbindung zwischen Schwerewellen und der großräumigen Struktur des äquatorialen Spread-F zu suchen.

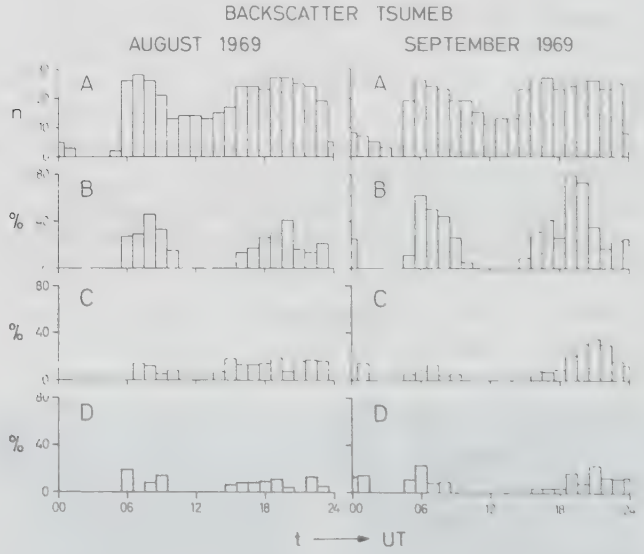


Abb. 45 Häufigkeit von Schwerewellenstrukturen.
(A) Gesamtzahl n der Registrierungen,
(B) Registrierungen, die südwärts laufende Komponenten zeigen,
(C) Registrierungen, die nordwärts laufende Komponenten zeigen,
(D) Registrierungen, die auf einen Schwerewelleneinfluß hindeuten. Die Ausbreitungsrichtung ist hier nicht eindeutig zu bestimmen.

8.3. Erzeugung von Spread-F-Irregularitäten

Um Aussagen über die Frequenzabhängigkeit von Seitenwegen zu erhalten, wurden in einer speziellen Meßreihe FDD-Registrierungen durchgeführt (s. Kap. 3). Das Ergebnis dieser Messungen zeigt (RÖTTGER, 1972c), daß zeitweise quasi-periodische Seitenwege zu beobachten sind, deren MOF (höchste beobachtete Übertragungsfrequenz) eindeutig einige MHz niedriger ist als die MOF von Großkreiswegen. Innerhalb von wenigen Minuten steigt die MOF von Seitenwegen dann auf Werte an, die in der Nähe der MOF-Werte von Großkreiswegen liegen. Im Anfangsstadium wird die MOF von Seitenwegen also durch großräumige horizontale Elektronendichtegradienten bei der Seitenreflexion in der Äquatorzone festgelegt. Im Folgestadium wird dagegen die MOF durch die Ionosphärenparameter entlang der Strecke außerhalb des Äquators bestimmt, da im Seitenreflexionsgebiet starke Spread-F-Irregularitäten auftreten, die auch Frequenzen über der MOF reflektieren (KELLEHER et al., 1971). Es kann aus dieser Beobachtung geschlossen werden, daß großräumige, quasi-periodisch auftretende Horizontalgradienten der Bildung von Spread-F-Irregularitäten vorangehen. Diese Vermutung wird weiterhin durch die Beobachtung gestützt, daß Large-Scale-Irregularitäten oftmals gleichzeitig an unterschiedlichen Positionen entstehen, die mehrere hundert Kilometer voneinander entfernt liegen (s. Abschn. 5.5). Diese Beobachtung deutet darauf hin, daß eine periodische Struktur in der neutralen oder ionisierten Atmosphäre vorhanden sein muß, die erst beim Überschreiten eines Schwellwertes die Entstehung von Irregularitäten auslöst.

Für die Erzeugung der Irregularitäten kann wiederum der Resonanzeffekt verantwortlich sein, da die Verstärkung der Ionisierung nicht beliebig ansteigen kann. Bei einem bestimmten Schwellwert wird sich ein nichtlinearer, instabiler Zustand einstellen, der z.B. über die Rayleigh-Taylor-Instabilität, die den instabilen Zustand von zwei übereinander gelagerten Schichten unterschiedlicher Dichte beschreibt (BOYD und SANDERSON, 1969), zur Entstehung von Irregularitäten führt. In gleicher Weise kann das nichtlineare Aufbrechen von TIDs, die durch den Resonanzeffekt verstärkt werden, durch Entstehung von Oberwellen kurzer Periode zur Bildung von Spread-F führen.

Es ist von BALSLEY, HAERENDEL und GREENWALD (1972) und BEER (1972) erwähnt worden, daß mit der Rayleigh-Taylor-Instabilität viele Charakteristika des äquatorialen Spread-F erklärt werden können. Nimmt man die Existenz von atmosphärischen Schwerewellen in der Äquatorzone als bewiesen an, kann weiterhin aufgrund des Resonanzeffektes und des nichtlinearen Aufbrechens von TIDs auch die großräumige quasi-periodische Struktur des äquatorialen Spread-F verstanden werden.

Die vorhergehenden Untersuchungen legen nahe, die Formation des äquatorialen Spread-F in drei Hauptphasen zu betrachten: Die erste Phase ist der Resonanzeffekt zwischen Schwerewellen und der ostwärts gerichteten Plasmadrift. Diese Phase kann mit Hilfe der Frequenzabhängigkeit von Seitenwegen beobachtet werden. Die zweite Phase ist die Erzeugung von primären Irregularitäten durch die Rayleigh-Taylor-Instabilität oder ein nichtlineares Aufbrechen. Nach BALSLEY et al. (1972) sollen sich in diesen Irregularitäten, die eine Schichtung mit Abmessungen bis zu vielen Kilometern in Richtung des Erdmagnetfeldes haben, sekundäre Irregularitäten kleinerer Abmessungen bilden. Auch COLE (1973) vertritt die Ansicht, daß Small-Scale-Irregularitäten erst nach der Bildung von relativ großräumigen primären Irregularitäten erzeugt werden. Dieser Vorgang der Erzeugung von Small-Scale-Irregularitäten kann als dritte Phase bezeichnet werden.

Auch die zweite und dritte Phase sind mit Hilfe der transäquatorialen Ausbreitung zu beobachten. In Abschnitt 7.2.2 ist dargelegt, daß die Irregularitäten kurz nach ihrer Entstehung durch signifikante Erhaltungszeiten im Fadingspektrum gekennzeichnet sind. Diese zweite Phase in der Entstehung von Spread-F-Irregularitäten geht nach einigen Minuten in die dritte Phase über, die durch den turbulenten Zustand ohne signifikante Erhaltungszeiten definiert sein soll.

8.4. Mögliche Ursachen von Schwerewellen in der Äquatorzone

Abschließend sollen einige Überlegungen über den Ursprung von Schwerewellen in der Äquatorzone angestellt werden. Da die Häufigkeitsverteilung von Schwerewellenbeobachtungen Maxima in den Morgen- und Abendstunden zeigt, denkt man an Effekte, die mit dem Sonnenauf- und -untergang in Verbindung gebracht werden könnten. In der Tat haben BEER und MAY (1972), RISHBETH (1972) und BEER (1973b) auf die Überschallbewegung der Sonnenauf- und -untergangslinie in der Äquatorzone hingewiesen, die Schwerewellen in bestimmten Höhenbereichen der Erdatmosphäre erzeugen könnte. Obwohl einige Charakteristika des äquatorialen Spread-F (Breitenabhängigkeit, jahreszeitliche Variation und die negative Korrelation zur Magnetik (Temperaturerhöhung führt zur Erhöhung der Schallgeschwindigkeit, wodurch die Überschallbedingung nicht mehr erreicht werden kann)) sehr gut in dieses Konzept einzubauen sind, fragt man sich dennoch, wie eine ostwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente durch eine westwärts laufende Quelle entstehen kann. Da es nicht möglich war, Schwerewellen nachzuweisen (SCHÖDEL, KLOSTERMEYER und RÖTTGER, 1973), die durch die Überschallbewegung des Mondschattens während einer Sonnenfinsternis hätten entstehen können (CHIMONAS, 1970a), wird eine

Überschallquelle als wenig wahrscheinlich anzusehen sein.

Von CHIMONAS (1970b) wurde der äquatoriale Elektrojet (EEJ = equatorial electro jet) als Quelle von Schwerewellen angenommen. Das Häufigkeitsmaximum solcher durch den EEJ erzeugten Schwerewellen sollte zur Zeit der stärksten zeitlichen Variation des EEJ erwartet werden, nämlich zwischen 07 LMT und 11 LMT (= local mean time = mittlere Lokalzeit) und zwischen 13 LMT und 17 LMT (ONWUMECHILLI, 1967). Berücksichtigt man die Laufzeit von Schwerewellen, sollten in der Häufigkeitsverteilung der in Tsumeb gemessenen TIDs (Abb. 45) Maxima um etwa 09 UT und 15 UT auftreten. Da diese Maxima auch zu anderen Jahreszeiten nicht eindeutig beobachtet wurden, muß auch diese Quelle als wenig wahrscheinlich angesehen werden. Man könnte jedoch daran denken, daß bei der nach Sonnenuntergang auftretenden Umkehr der Stromrichtung des EEJ Schwerewellen erzeugt werden, da Häufigkeitsmaxima nach Sonnenuntergang um etwa 19 - 20 UT auftreten. Diese Möglichkeit muß aber ebenfalls als wenig wahrscheinlich betrachtet werden, da äquatorwärts laufende Wellen beobachtet werden, die eine ähnliche Häufigkeitsverteilung haben wie die vom Äquator fortlaufenden Wellen. Zum anderen zeigen weitere Auswertungen, daß zu anderen Jahreszeiten (z.B. Juni) das Maximum nach Sonnenuntergang nicht auftritt. Diese Auswertungen zeigen jedoch ein wenn auch nur schwach ausgeprägtes Maximum nach Sonnenaufgang und vor Sonnenuntergang, während auch das Mittagsminimum nicht so ausgeprägt ist wie im August und September. Die Maxima am Morgen und am Abend lassen annehmen, daß Effekte, die mit dem Aufheizen oder Abkühlen der Atmosphäre zusammenhängen, bei der Erzeugung von Schwerewellen eine Rolle spielen. Zumindest aber wird die Ausbreitung von Schwerewellen hierdurch beeinflußt werden. Wenn vorausgesetzt wird, daß Schwerewellen, die durch irgendeine Quelle in der unteren Atmosphäre erzeugt werden (SCHÖDEL, KLOSTERMEYER, RÖTTGER und STILKE, 1973), in der Äquatorzone relativ regelmäßig auftreten, wird aufgrund der Tagesvariation der Häufigkeit auf eine tageszeitliche Variation der Ausbreitungsbedingungen von Schwerewellen geschlossen werden können. Besonders eindeutig sind Schwerewellen mit Ostkomponenten durch den Resonanzeffekt in der äquatorialen Ionosphäre zu beobachten. Diese Schwerewellen modulieren die großräumige Struktur des äquatorialen Spread-F.

9. ZUSAMMENFASSUNG

Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren, F-Schicht-Irregularitäten in einer bis zu 10000 km in West-Ost-Richtung ausgedehnten Zone der äquatorialen Ionosphäre zu beobachten, beruht auf der Messung der Laufzeit, des Azimutwinkels und der Feldstärke von Seitenwegen, die durch Seitenablenkung an Elektronendichteirregularitäten, dem sogenannten äquatorialen Spread-F, entstehen.

Bei dieser bistatischen Radarmethode, die mit Frequenzen im Kurzwellenbereich arbeitet, liegen der Sender Lindau/Deutschland und der Empfänger Tsumeb/Südwestafrika jeweils etwa 4000 km nördlich bzw. südlich des magnetischen Äquators, so daß das Beobachtungssignal nur über Mehrfachreflexionen in der nichtäquatorialen Ionosphäre die Äquatorzone erreichen kann. Wegen der nur statistisch anzugebenden Ionosphärenparameter und wegen der Überlagerung von mehreren Übertragungswegen ist es notwendig, eingehende Untersuchungen über die Zuverlässigkeit und Genauigkeit dieser Fernmessung anzustellen.

Aufbauend auf einer Berechnung von Ausbreitungsparametern wird in der vorliegenden Arbeit die Kurzwellenübertragung mit Hilfe einer statistisch-numerischen Simulation untersucht, die sich an die Grundgedanken der Monte-Carlo-Methode anlehnt. Das angegebene Verfahren führt rechnerisch auf quantitative Aussagen über die Ausbreitungswahrscheinlichkeit und den Rauschabstand von unterschiedlichen Übertragungswegen. Hieraus kann die Zuverlässigkeit abgeleitet werden, mit der einzelne Elektronendichteirregularitäten des äquatorialen Spread-F zu beobachten sind. Weiterhin sind durch Anwendung dieses Verfahrens realistische Aussagen über die Genauigkeit der Positionsbestimmung sowie die Aspektempfindlichkeit von seitenreflektierenden Irregularitäten möglich. Es wird außerdem eine numerische Umkehrmethode angegeben, die es gestattet, die wahrscheinlichste Position sowie Geschwindigkeiten von Spread-F-Irregularitäten aus den Beobachtungswerten der Laufzeit und des Azimutwinkels abzuleiten.

An Hand der Positionsbestimmung sind einige Parameter des äquatorialen Spread-F anzugeben. So konnte erstmals nachgewiesen werden, daß quasi-periodische Strukturen in der großräumigen Verteilung von Spread-F-Irregularitäten auftreten. Die Auswertungen zeigen, daß diese Strukturen Wellenlängen von einigen 100 km in West-Ost-Richtung haben. Neben einer ostwärts gerichteten Geschwindigkeit von Irregularitätenstrukturen, die Werte bis zu 400 m/s annimmt, kann auch eine mittlere abwärts gerichtete Geschwindigkeit von 24 m/s aus den Beobachtungswerten abgeleitet werden. Die mittlere Lebensdauer dieser Strukturen, die nach Sonnenuntergang in der Äquatorzone entstehen, liegt bei etwa 15 - 20 min.

Es wird weiterhin nachgewiesen, daß Neigungen der Elektronendichtekonturen von etwa 30° - 40° gegen die Horizontale auftreten.

Die digitale Auswertung der Feldstärke von Signalen, die durch Seitenablenkung an Spread-F-Irregularitäten erzeugt werden, führt zu dem Ergebnis, daß der Mechanismus der Seitenablenkung nicht durch das Bookersche Streumodell erklärt werden kann. Vielmehr tritt bei einer Beobachtungsfrequenz im Kurzwellenbereich Totalreflexion an relativ starken Gradienten der Elektronendichte in Spread-F-Irregularitäten auf. Aus dem quadratischen Spektrum und der Erhaltungszeit von Amplitudenschwankungen ist zu schließen, daß die Spread-F-Irregularitäten nach einer relativ ruhigen Entstehungsphase, in der signifikante Erhaltungszeiten von Feinstrukturen bis zu 1 s beobachtet werden, in einen sehr turbulenten Zustand mit starken Schwankungen der Elektronendichte übergehen.

Viele der hier beobachteten Charakteristika der großräumigen Verteilung des äquatorialen Spread-F deuten auf Einflüsse von atmosphärischen Schwerewellen hin. Aufgrund von Modellrechnungen kann nachgewiesen werden, daß atmosphärische Schwerewellen in der Äquatorzone eine wesentliche Modulation der Elektronendichteverteilung bewirken können. Bodenrückstreuregistrierungen aus dieser Region, die zufriedenstellend mit berechneten Ionogrammen übereinstimmen, deuten mit großer Sicherheit auf ionosphärische Störungen hin, die durch atmosphärische Schwerewellen entstehen. Auswertungen zeigen, daß diese Schwerewellen in der Äquatorzone ebenso wie das äquatoriale Spread-F besonders häufig in den Abendstunden auftreten.

Es wird ein Resonanzeffekt zwischen der in der äquatorialen F-Schicht auftretenden Plasmadrift und atmosphärischen Schwerewellen dargestellt, der zu einem starken, periodisch auftretenden Ionisationsanstieg führt. Dieser Resonanzeffekt kann beim Übergang in einen nichtlinearen, instabilen Zustand die Bildung von großräumigen Spread-F-Irregularitäten anregen.

Die vorliegenden Ergebnisse und Untersuchungen lassen die Ursache der quasiperiodischen Strukturen des äquatorialen Spread-F in atmosphärischen Schwerewellen finden. Die transäquatoriale Kurzwellenausbreitung, mit deren Hilfe diese Strukturen nachgewiesen wurden, stellt sich damit als wirksames Hilfsmittel zur Untersuchung des äquatorialen Spread-F dar.

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau am Harz angefertigt. Herrn Professor Dr. W. Dieminger, dem Direktor des Instituts, danke ich für die Arbeitsmöglichkeit und das rege Interesse, mit dem er den Fortgang der Arbeiten verfolgte und förderte. Der persönliche Einsatz von Herrn Professor Dieminger ermöglichte im Jahre 1970 die ersten Feldstärkebeobachtungen, die den Ausgangspunkt für anschließende Untersuchungen darstellten.

Durch Herrn Dr. H.G. Möller fand der Ablauf der Arbeiten eine verständnisvolle Unterstützung. Herr Dr. J. Klostermeyer stellte sein Programm zur Berechnung der Parameter der Schwerewellenstörung zur Verfügung. Ihm danke ich besonders für wertvolle Diskussionen und anregende Hinweise. Ebenso möchte ich die Diskussionen mit den Herren Dr. P. Czechowsky, Dr. E.-H. Gruschwitz und H. Kochan nicht unerwähnt lassen.

Die numerischen Rechnungen wurden auf der Rechenanlage UNIVAC 1108 der Gesellschaft für Wissenschaftliche Datenverarbeitung in Göttingen und dem Siemens-Rechner 305 des Max-Planck-Instituts für Aeronomie durchgeführt. Herr Dr. H.J. Müller erstellte dankenswerterweise das PROSA-Programm zur Datenübernahme bei der Analog-Digital-Wandlung.

Wegen der tatkräftigen Unterstützung sage ich nicht zuletzt meinen Dank den Herren der Meßstation "Altes Feld" in Lindau, der Forschungsstation "Jonathan Zenneck" in Tsumeb, des Elektroniklabors, der Werkstatt und des Zeichenbüros des Instituts sowie allen Damen, die an der Auswertung der Daten und der Zusammenstellung der Ergebnisse beteiligt waren.

10. LITERATURVERZEICHNIS

Aarons, J. 1970 Special problems in scintillations. AGARD Report 571, 55-88.

Abramowitz, M. Segun, I.A. 1968 Handbook of mathematical functions. Dover Publ., Inc., New York.

Appleton, E.V. Beynon, W.J.G. 1940 The application of ionospheric data to radio-communication problems. Proc. Phys. Soc. 52, 518-533.

Balsley, B.B. Haerendel, G. Greenwald, R.A. 1972 Equatorial spread F: Recent observations and a new interpretation. J. Geophys. Res. 77, 28, 5625-5628.

Beckmann, P. 1962 Statistical distribution of the amplitude and phase of a multiply scattered field. J. Res. of the National Bureau of Standards 66D, 3, 231-240.

Beckmann, P. Spizzichino, A. 1963 The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris, 222-224.

Beer, T. 1972 A new theory of equatorial spread F. Final Scientific Report (Contract F61052-70-C-0004) by J.R. Koster and T. Beer, Dept. of Phys., Univ. of Ghana, Legon, Accra, Ghana, 62-72.

Beer. T. May, A.N. 1972 Atmospheric gravity waves to be expected from the solar eclipse of June 30, 1973. Nature 240, 5375, 30-32.

Beer, T. 1973a Spatial resonance in the ionosphere. Planet. Space Sci. 21, 297-307.

Beer. T. 1973b Supersonic generation of atmospheric waves. Nature 242, 5392, 34-35.

Beigang, R. Röttger, J. 1969 Messungen der Horizontal- und Vertikalcharakteristik von Yagi-Antennen. Interner Bericht, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau/Harz.

Blackman, R.B. Tukey, J.W. 1958 The measurement of power spectra. Dover Publ., Inc., New York.

Booker, H.G. Gordon, W.E. 1950 A theory of radio scattering in the troposphere. Proc. IRE 38, 401-412.

Booker, H.G. 1956 A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora. J. Atm. Terr. Phys. 8, 204-221.

Bowhill, S.A. 1957 Ionospheric irregularities causing random fading of very low frequencies. J. Atm. Terr. Phys. 11, 91-101.

Bowhill, S.A. 1961 The scattering of radio waves by an extended randomly refraction medium. J. Atm. Terr. Phys. 20, 9-18.

Bowman, G.G. 1960 Further studies of "spread-F" at Brisbane - I - Experimental. Planet. Space Sci. 2, 133-149.

Box, G.E.P. Mullier, M.E. 1958 A note on the generation of random normal deviates. Ann. Math. Statist. 29, 610.

Boyd, T.J.M. Sanderson, J.J. 1969 Plasma dynamics. Thomas Nelson and Sons, Ltd., London.

Budden, K.G. 1961 Radio waves in the ionosphere. Cambridge University Press.

Calvert, W. Cohen, R. 1961 The interpretation and synthesis of certain spread-F configurations appearing on equatorial ionograms. J. Geophys. Res. 66, 10, 3125-3140.

Calvert, W. 1962 Equatorial spread-F. Techn. Note 145, National Bureau of Standards, Boulder, Colorado.

Calvert, W. Warnock, J.M. 1969 Ionospheric irregularities observed by topside sounders. Proc. IEEE 57, 6, 1019-1025.

Carman, E.H. Heeran, M.P. 1973 Trans-equatorial transmissions at very high frequencies. Final Report (Contract 61052-67-C-0003), Univ. of Botswana, Lesotho and Swaziland.

Chandra, H. Rastogi, R.G. 1972 Some characteristics of the ionospheric irregularities over the magnetic equator derived from spaced fading records. Ann. Géophys. 28, 3, 581-588.

Chimonas, G. 1970a Internal gravity-wave motions induced in the earth's atmosphere by a solar eclipse. J. Geophys. Res., Space Phys., 75, 28, 5545-5551.

Chimonas, G. 1970b The equatorial electrojet as a source of long period travelling ionospheric disturbances. Planet. Space Sci. 18, 583-589.

Clemesha, B.R. 1964 An investigation of the irregularities in the F-region associated with equatorial type spread-F. J. Atm. Terr. Phys. 26, 91-112.

Clemesha, B.R.
Wright, R.W.H. 1966 A survey of equatorial spread-F.
AGARDograph 95, 3-27.

Cohen, R.
Bowles, K.L. 1961 On the nature of equatorial spread F.
J. Geophys. Res. 66, 4, 1081-1106.

Cohen, R. 1967 The equatorial ionosphere.
Intern. Geophys. Series 11-I "Physics of Geomagnetic Phenomena" (ed. by S. Matsushita and W.H. Campbell), Academic Press, New York and London, 561-613.

Cole, K.D. 1973 Theories of equatorial spread F.
Review paper, First Lloyd V. Berkner Symposium on "Irregularities in the Equatorial Ionosphere", Univ. of Texas at Dallas, May 1973.

Crochet, M.
Broche, P. 1968 Etude d'une propagation transequatoriale en dehors du grand cercle en periode d'occurrence de F diffus.
AGARD-CP-37, 2, paper 47.

Crochet, M. 1972 Propagation transéquatoriale en dehors du grand cercle en ondes décamétriques,
Partie I: Mise en évidence et morphologie.
Ann. Géophys. 28, 1, 27-35.
Partie II: Application à l'etude par diffusion des irrégularités ionosphériques.
Ann. Géophys. 28, 2, 381-388.

Croft, T.A. 1968 The influence of ionospheric irregularities on sweep-frequency backscatter.
J. Atm. Terr. Phys. 30, 1051-1063.

Croft, T.A. 1969 A review of oblique ray tracing and its applications to the calculation of signal strength.
AGARD CP 13, 137-171.

Czechowsky, P. 1966 Analyse von Rückstreubeobachtungen ultrakurzer Wellen an Polarlichtern.
Kleinheubacher Berichte 11, 165-171.

Davies, K. 1965 Ionospheric radio propagation.
National Bureau of Standards Monograph 80.

Davies, K.
Barghausen, A.F. 1966 The effect of spread F on the propagation of radiowaves near the equator.
AGARDograph 95, 437-466.

Davies, K.
Chang, N.J.F. 1968 Radio-Doppler observations of the ionosphere near the magnetic equator.
AGARD-CP-37, 2, paper 52.

Davis, R.M., jr. 1972 The occurrence of spread F and its effect on HF propagation. Telecommunications Research and Engineering Report 28, U.S. Dept. of Commerce, Boulder, Colorado.

Dieminger, W. 1947 Streu-Erscheinungen bei Mehrfachreflexion zwischen Erde und Ionosphäre. Die Naturwissenschaften 34, 3, 88.

Dieminger, W. 1951 The scattering of radio waves. Proc. Phys. Soc., B, 64, 142-158.

Dieminger, W. Geisweid, K.-H. Möller, H.G. 1955 Echolotungen der Ionosphäre mit veränderlicher Frequenz bei schrägem Einfall. Nachrichtentechn. Zeitschr. 8, 11, 578-586.

Egeland, A. 1962 Comparison of auroral reflections in the VHF band, II. Comparison of experimental results with theoretical models. Arkiv för Geofysik 4, 7, 171-209.

Elias, P. 1958 Information theory. Handbook of Automation, Computation and Control, 1 (ed. by E.M. Grabbe, S. Ramo and D.E. Woolridge), John Wiley & Sons, Inc., New York, chapter 16.

Elkins, T.J. 1970 Summary of properties of F-region irregularities. AGARD Report 571, 13-38.

ESSA 1969 Predicting long-term operational parameters of high-frequency sky-wave telecommunication systems. Techn. Report ERL 110/ITS 78, U.S. Dept. of Commerce, Boulder, Colorado.

Farley, D.T. Balsley, B.B. Woodman, R.F. McClure, J.P. 1970 Equatorial spread F: Implications of VHF radar observations. J. Geophys. Res., Space Phys., 75, 34, 7199-7216.

Friedman, J.P. 1966 Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere. J. Geophys. Res. 71, 4, 1033-1054.

Fyfe, D.F. 1969 Observations of transequatorial propagation from 1964 to 1968. Techn. Note CPD (T) 174, Dept. of Supply, Weapons Research Establishment, Salisbury, Australia.

Georges, T.M. Stephenson, J.J. 1969 HF radar signatures of traveling ionospheric irregularities, 3D ray tracing simulation. Radio Sci. 4, 8, 679-696.

GRI 1970 Characteristic Ouagadougou March 1970. Groupe de Recherches Ionosphériques, Issy-les-Moulineaux, France.

Großkopf, J. 1970 Wellenausbreitung I und II. BI-Hochschultaschenbücher, Bibliographisches Institut, Mannheim, Wien, Zürich.

Hammersley, J.M. Handscomb, D.C. 1967 Monte Carlo methods. Methuen and Co., London.

Haselgrove, J. 1954 Ray theory and a new method for ray tracing. The Physical Society, The Physics of the Ionosphere - Report of 1954 Cambridge Conference, 335-364.

Herman, J.R. 1966 Spread F and ionospheric F-region irregularities. Rev. Geophys. 4, 2, 255-299.

Hines, C.O. 1960 Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. Canadian J. Phys. 38, 1441-1481.

Hooke, W.H. 1970 The ionospheric response to internal gravity waves, 1. The F2 region response. J. Geophys. Res., Space Phys., 75, 28, 5535-5544.

Hunsucker, R.D. Tveten, L.H. 1967 Large traveling-ionospheric-disturbances observed at midlatitudes utilizing the high resolution h.f. backscatter technique. J. Atm. Terr. Phys. 29, 909-916.

Isermann, R. 1972 Parameter-Identifikationsverfahren. Kursmaterialien zur Automatisierung, Nr. 42, Technische Universität, Berlin.

Kaushika, N.D. DeMendonca, F. 1973 Study of equatorial spread-F irregularities using Faraday rotation of VHF signals from geostationary satellites. First Lloyd V. Berkner Symposium on "Irregularities in the Equatorial Ionosphere", Univ. of Texas at Dallas, May 1973.

Kelleher, R.F. Skinner, N.J. 1971 Studies of F region irregularities at Nairobi, II - By direct backscatter at 27.8 MHz. Ann. Géophys. 27, 2, 195-200.

Kelleher, R.F. Röttger, J. 1973 Equatorial spread-F irregularities observed at Nairobi and on the transequatorial path Lindau - Tsumeb. J. Atm. Terr. Phys. 35, 1207-1211.

Kelso, J.M. 1964 Radio ray propagation in the ionosphere. McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London.

Kertz, W. 1965 Filterverfahren in der Geophysik. Gerlands Beitr. Geophys. 75, 1-33.

King, G.A.M. 1970 Spread-F on ionograms. J. Atm. Terr. Phys. 32, 209-221.

Klemperer, W.K. 1963 Characteristics of spread F at high geomagnetic latitude. J. Geophys. Res. 68, 10, 3191-3196.

Klostermeyer, J. 1972a Full wave calculations of electron density perturbations caused by atmospheric gravity waves in the F2-layer. AGARD-CP-115, paper 14.

Klostermeyer, J. 1972b Numerical calculation of gravity wave propagation in a realistic thermosphere. J. Atm. Terr. Phys. 34, 765-774.

Klostermeyer, J. Nielson, D.L. Rishbeth, H. 1972 Discussion note. AGARD-CP-115, IV-3-4.

Knecht, R.W. 1960 Possibility of detecting ionospheric drifts from the occurrence of spread F at low latitudes. Nature 187, 4741, 927.

Kochan, H. 1973 Untersuchung der Streuausbreitung von Kurzwellen. Interner Bericht, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau/Harz (in Vorbereitung).

Koster, J.R. 1963 Some measurements of the irregularities giving rise to radio-star scintillations at the equator. J. Geophys. Res. 68, 2579-2590.

Lenhart, K.G. 1968 Comparison of five geomagnetic field models with measurements. Scientific Memorandum ESRO SM-69 (ESDAC).

Lomax, J.B. 1966 Spread F in the Pacific. AGARDograph 95, 29-58.

Lyon, A.J. Skinner, N.J. Wright, R.W.H. 1960 The belt of equatorial spread-F. J. Atm. Terr. Phys. 19, 145-159.

Lyon, A.J. Skinner, N.J. Wright, R.W.H. 1961 Equatorial spread-F at Ibadan, Nigeria. J. Atm. Terr. Phys. 21, 100-119.

Malcolm, R. Miles, C. 1970 Airglow maps produced by University of Canterbury. New Zealand DSIR Progress Report (Contract 32).

McClure, J.P. Woodman, R.F. 1972 Radar observations of equatorial spread F in a region of electrostatic turbulence. J. Geophys. Res. 77, 28, 5617-5621.

McClure, J.P. 1973 Survey of OGO-6 observations of equatorial F-region irregularities.
First Lloyd V. Berkner Symposium on "Irregularities in the Equatorial Ionosphere", Univ. of Texas at Dallas, May 1973.

McNicol, R.W.E. 1949 The fading of radio waves of medium and high frequencies.
Proc. IEE 96, III, 44, 517-524.

Meinke, H.
Gundlach, F.W. 1968 Taschenbuch der Hochfrequenztechnik.
Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg.

Meyer, J. 1965 Zur 27-täglichen Wiederholungsneigung der erdmagnetischen Aktivität, erschlossen aus den täglichen Charakterzahlen C8 von 1884-1964.
Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, Nr. 22 (S), Lindau/Harz.

Muldrew, D.B. 1963 Radio propagation along magnetic field-aligned sheets of ionization observed by the Alouette topside sounder.
J. Geophys. Res. 68, 19, 5355-5370.

Nielson, D.L. 1968 A review of VHF transequatorial propagation.
AGARD CP 37, 2, paper 45.

Nielson, D.L. 1969 Long-range VHF propagation across the geomagnetic equator.
Research Report, Stanford Research Institute, Menlo Park, California, March 1969.

Nielson, D.L. 1972 Discussion note.
AGARD-CP-115, IV-3.

Nielson, D.L.
Crochet, M. 1972 HF and VHF transequatorial propagation.
Review paper, Fourth International Symposium on Equatorial Aeronomy, Ibadan, Nigeria, Sept. 1972.

Onwumechilli, A. 1967 Geomagnetic variations in the equatorial zone.
Intern. Geophys. Series 11-I "Physics of Geomagnetic Phenomena" (ed. by S. Matsushita and W.H. Campbell), Academic Press, New York and London, 425-507.

Pitteway, M.L.V.
Cohen, R. 1961 A waveguide interpretation of "temperate-latitude spread F" on equatorial ionograms.
J. Geophys. Res. 66, 10, 3141-3156.

Ratcliffe, J.A. 1948 Diffraction from the ionosphere and the fading of radio waves.
Nature 162, 9-16.

Rishbeth, H. 1971 Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region.
Planet. Space Sci. 19, 357-369.

Rishbeth, H. 1972 Discussion note.
AGARD-CP-115, IV-4.

Röttger, J. 1967 Messungen von Erhebungswinkeln bei Kurzwellen-Impulsübertragung.
Kleinheubacher Berichte 12, 245-249.

Röttger, J. 1971a Einflüsse des äquatorialen Spread-F auf die Kurzwellenausbreitung.
Kleinheubacher Berichte 14, 269-278.

Röttger, J. 1971b An application of the Monte-Carlo-method to remote sensing systems.
AGARD-CP-90-71, paper 34.

Röttger, J. 1972a Bestimmung von Parametern des äquatorialen Spread-F aus Schrägübertragungsmessungen auf der Strecke Lindau - Tsumeb.
Kleinheubacher Berichte 15, 77-96

Röttger, J. 1972b Some effects of atmospheric gravity waves observed on a transequatorial radio path.
AGARD-CP-115, paper 33.

Röttger, J. 1972c The determination of some parameters of the equatorial spread-F by means of transequatorial HF propagation on the path Lindau/W.Germany - Tsumeb/SWA.
Preprint, Fourth International Symposium on Equatorial Aeronomy, Ibadan, Nigeria, Sept. 1972.

Röttger, J. 1973a Langperiodisches Fading von Kurzwellensignalen.
Kleinheubacher Berichte 16, 167-178.

Röttger, J. 1973b Wave-like structures of large-scale equatorial spread-F irregularities.
J. Atm. Terr. Phys. 35, 1195-1206.

Röttger, J. 1973c Some properties of large-scale equatorial spread-F irregularities interpreted by influences of atmospheric gravity waves.
Zeitschr. Geophys. 39, 799-818.

Schödel, J.P. 1972 A phenomenological investigation of amplitudes and spectra of gravity waves.
AGARD-CP-115, paper 18.

Schödel, J.P.
Klostermeyer, J.
Röttger, J. 1973 Atmospheric gravity wave observations after the solar eclipse of June 30, 1973.
Nature 245, 87-88.

Schödel, J.P.
Klostermeyer, J.
Röttger, J.
Stilke, G. 1973 Evidence for tropospheric-ionospheric coupling by atmospheric gravity waves.
Zeitschr. Geophys. 39, 1063-1066.

Shimazaki, T.	1955	World-wide daily variations in the height of the maximum electron density in the ionospheric F2 layer. J. Rad. Res. Labs. 2, 85-97.
Shreider, Y.A.	1966	The Monte Carlo method. intern. Series of Monographs in Pure and Applied Mathematics 87, Pergamon Press, Oxford.
Skinner, N.J. Kelleher, R.F.	1971	Studies of F region irregularities at Nairobi, I - From spread F on ionograms 1964-1970. Ann. Géophys. 27, 2, 181-194.
Sterling, D.L. Hooke, W.H. Cohen, R.	1971	Traveling ionospheric disturbances observed at the magnetic equator. J. Geophys. Res. 76, 16, 3777-3782.
Storm, R.	1965	Wahrscheinlichkeitsrechnung, mathematische Statistik und statistische Qualitätskontrolle. VEB Fachbuchverlag, Leipzig.
Sugar, G.R.	1964	Radio propagation by reflection from meteor trails. Proc. IEEE 52, 2, 116-136.
Taubenheim, J.	1969	Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig.
Titheridge, J.E.	1968	Periodic disturbances in the ionosphere. J. Geophys. Res., Space Phys., 73, 1, 243-252.
Treharne, R.F.	1972	Ionospheric tilt measurements near the magnetic dip equator. AGARD-CP-115, paper 29.
U.S. Standard Atmosphere	1966	Supplements. Environmental Science Services Administration, NASA, U.S. Air Force.
VanZandt, T.E. Peterson, V.L.	1968	Detailed maps of tropical 6300 Å nightglow enhancements and their implications on the ionospheric F2 layer. Ann. Géophys. 24, 3, 747-759.
Whitehead, J.D.	1971	Ionization disturbances caused by gravity waves in the presence of an electrostatic field and background wind. J. Geophys. Res. 76, 1, 238-241.
Yeboah-Amankwah, D. Koster, J.R.	1972	Equatorial Faraday rotation measurements on the ionosphere using a geostationary satellite. Planet. Space Sci. 20, 395-408.

Yeh, K.C.
Liu, C.H. 1973 Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. Review paper (eingereicht an Rev. Geophys. Space Phys.).

Zuhrt, H. 1952 Elektromagnetische Strahlungsfelder. Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg.

Lebenslauf

Am 17. Februar 1937 wurde ich als Sohn des Polizeiwachtmeisters Willi Röttger und seiner Ehefrau Luise, geb. Nülle, in Bremen geboren.

In Einbeck besuchte ich von 1944 bis 1948 die Volksschule und von 1948 bis 1957 die Goetheschule (altspr., neuspr. und math.-nat. Gymnasium), die ich Ostern 1957 mit dem Zeugnis der Reife verließ.

Im Sommersemester 1957 begann ich an der Universität Göttingen das Studium der Physik, das ich im Wintersemester 1957/58 an der Technischen Hochschule Braunschweig fortsetzte, wo ich im Sommersemester 1960 die Diplom-Physiker-Vorprüfung ablegte. Nachdem ich am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz meine Diplomarbeit mit dem Titel "Messung des Erhebungswinkels von Kurzwellen bei schrägem Einfall in die Ionosphäre" angefertigt hatte, bestand ich im Sommersemester 1967 an der Technischen Hochschule Braunschweig die Diplom-Physiker-Hauptprüfung.

Im September 1967 wurde ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Aeronomie angestellt und konnte hier im Rahmen der Untersuchung der ionosphärischen Kurzwellenausbreitung die vorliegende Dissertation anfertigen.

Seit April 1968 bin ich verheiratet.